Charakterisierung der Halbleiter/Isolator Grenzfläche von MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid als Isolator

vorgelegt von
Karl-Dieter Blumenstock

Erlangen 1986

1986 № 209

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538126_0010

CHARAKTERISIERUNG DER HALBLEITER/ISOLATOR GRENZFLÄCHE VON MIS - STRUKTUREN MIT PLASMA-SILIZIUMNITRID ALS ISOLATOR

Der Technischen Fakultät der

Universität Erlangen-Nürnberg

zur Erlangung des Grades

D O K T O R - I N G E N I E U R

vorgelegt von

Karl-Dieter Blumenstock

Erlangen 1986

Als Dissertation genehmigt von der
Technischen Fakultät der Universität
Erlangen-Nürnberg.

Tag der Einreichung : 10. 2. 1986
Tag der Promotion : 11. 4. 1986

Dekan : Prof. Dr. H. Brand
Berichterstatter : Priv.Doz. Dr. R. Hezel
Prof. Dr. M. Schulz

für Erika

INHALTSVERZEICHNIS .

1. EINLEITUNG 1

2. GRUNDLAGEN DER MIS - STRUKTUREN 6

2.1 Die MIS - Struktur 6
2.2 Generation und Rekombination über Haftstellen 9
2.3 Kapazitäts-Spannungsabhängigkeit der MIS - Struktur ..15
2.4 Berechnung der Potentialverteilung einer MIS - Struktur mit zwei verschiedenen Dielektrika 20

3. BESTIMMUNG VON KENNGRÖSSEN IN MIS - STRUKTUREN 23

3.1 Bestimmung der Grenzflächenzustandsdichte 23
3.1.1 Die quasistatische Kapazitätsmessung 23
3.1.2 Das CC-DLTS Verfahren 26
3.2 Bestimmung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit und der Volumengenerationslebensdauer 30
3.2.1 Messung der Kapazitätsrelaxation in tiefer Verarmung .31
3.2.2 Messung der Generationsrate in tiefer Verarmung 38

4. EXPERIMENTELLE DURCHFÜHRUNG 42

4.1 Herstellung der MIS - Strukturen mit Siliziumnitrid als Dielektrikum 42
4.1.1 Behandlung des Siliziumgrundmaterials vor der Nitridabscheidung 42
4.1.2 Abscheiden von Nitridschichten 43
4.1.3 Metallisierung der Strukturen 46
4.1.4 Prozesse nach der Herstellung der MIS - Strukturen ...47
4.2 Aufbau des Kapazitätsmeßplatzes für MIS - Strukturen .47
4.2.1 Die simultane hochfrequente und quasistatische Kapazitätsmessung 47
4.2.2 Das CC-DLTS Verfahren 48
4.2.3 Anordnung zur Messung der Kapazitätsrelaxation und der Generationsrate in tiefer Verarmung 49
4.2.4 Anordnung zur UV-Bestrahlung von MIS - Strukturen 50

5. BESTIMMUNG DER HAFTSTELLENKONZENTRATIONEN IN MIS - STRUKTUREN MIT SILIZIUMNITRID AUF SILIZIUMOXID ALS ISOLATOR 53

5.1 MIS - Strukturen mit Plasma - Siliziumnitrid auf 1.0...1.5 nm Siliziumoxid 53
5.1.1 Typische Meßergebnisse 53
5.1.2 Einfluß der Beschichtungsleistung - Korrelation zwischen festen Isolatorladungen und Grenzflächenzustandsdichte 55
5.1.3 Temperbehandlung nach der Siliziumnitridabscheidung und Einfluß der Abscheidetemperatur 56
5.1.4 Temperung in einem Wasserstoffplasma 60
5.2 Plasma-Siliziumnitrid auf dickem ($\geq$5 nm) Siliziumdioxid 61
5.3 MIS - Strukturen mit pyrolytischem Siliziumnitrid 63
5.4 Diskussion 64

6. ELEKTRONEN- UND UV-BESTRAHLUNG VON MIS - STRUKTUREN MIT SILIZIUMNITRID AUF SILIZIUMOXID ALS ISOLATOR 73

6.1 Bestrahlung mit hochenergetischen Elektronen 73
6.2 Bestrahlung mit UV - Licht 74
6.2.1 MIS - Strukturen mit Siliziumnitrid auf 1.0...1.5 nm Siliziumoxid 74
6.2.1.1 Grenzflächenzustandsdichte nach UV-Bestrahlung 75
6.2.1.1 Grenzenergie der optischen Generation von Grenzflächenzuständen bei einer MIS - Struktur mit getempertem (700°C) Plasma-Siliziumnitrid 80
6.2.1.3 Verlauf der Flachbandspannung mit der UV-Bestrahlung .82
6.2.1.4 Bestimmung der Aktivierungsenergie des Ausheilens der durch UV-Bestrahlung erzeugten Grenzflächenzustände 85
6.2.2 MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid auf thermisch gewachsenem Siliziumdioxid ($\approx$50 nm) 86
6.2.2.1 Hoch- und Niederfrequenz-CV-Kurven nach UV-Bestrahlung 87
6.2.2.2 Abhängigkeit der optischen Generation von Grenzflächenzuständen vom elektrischen Feld im Oxid 89

6.2.2.3 Abschätzung der Grenzenergie der optischen Generation von Grenzflächenhaftstellen 91
6.2.2.4 Optische Generation von Grenzflächenhaftstellen nach einer Temperung 92
6.2.2.5 Abhängigkeit der optischen Generation von Grenzflächenhaftstellen von Oxidationsbedingungen 94
6.3 Diskussion 96
6.3.1 Bestrahlung mit hochenergetischen Elektronen 96
6.3.2 Bestrahlung mit UV - Licht 97
6.3.2.1 Plasma-Siliziumnitrid auf dickem Siliziumdioxid 97
6.3.2.2 Plasma-Siliziumnitrid auf Dünnoxid 102

7. OBERFLÄCHENREKOMBINATIONSGESCHWINDIGKEIT UND VOLUMENGENERATIONSLEBENSDAUER VON MIS - STRUKTUREN MIT PLASMA-SILIZIUMNITRID AUF SILIZIUMOXID (1.0...1.5 nm) ALS ISOLATOR 107

7.1 Vergleich der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten erhalten aus Messung der Generationsrate bzw. der Kapazitätsrelaxation 107
7.2 Einfluß von Temperung und UV-Bestrahlung auf die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit 110
7.3 Diskussion 112

8. ZUSAMMENFASSUNG 114

9. LITERATURVERZEICHNIS 118

10. ANHANG 128

10.1 Verzeichnis der Formelzeichen.....128
10.2 Aufbau und Daten des Rückkopplungssystems.....132

1. EINLEITUNG .

Metal - Insulator - Semiconductor - (MIS) - Strukturen finden in den Bauelementen der Mikroelektronik, beispielsweise für den Feldeffekttransistor, eine häufige Anwendung. Die MIS - Struktur wurde 1959 erstmals als ein Kondensator, dessen Kapazität durch eine äußere Spannung veränderbar ist, vorgeschlagen /1/. Seitdem wird in einer auf Silizium als Halbleiter basierenden Technologie vorwiegend Siliziumdioxid als Isolator eingesetzt (Metal-Oxide-Semiconductor, MOS); für einige Anwendungsgebiete wird jedoch auch Siliziumnitrid als Isolator in MIS - Strukturen verwendet. Obwohl die Fähigkeit des Siliziums, sich mit Stickstoff zu verbinden, schon sehr lange bekannt ist /2/, wurden erst um 1965 die ersten für die Halbleitertechnologie brauchbaren Verfahren der Herstellung von Siliziumnitridschichten entwickelt /3,4/. Siliziumnitrid wird vorwiegend durch eine Gasphasenreaktion einer Stickstoff- und einer Siliziumverbindung gebildet und auf einem Substrat abgeschieden (chemical vapor deposition, CVD). Die Aktivierungsenergie der chemischen Reaktion kann entweder durch thermische Energie ("pyrolytisches Nitrid",/3/), oder durch ein elektrisches Feld in einem Plasma ("Plasmanitrid",/4/) aufgebracht werden.

Pyrolytisch abgeschiedenes Siliziumnitrid wird vor allem in nichtflüchtigen MNOS-(Metal-Nitride-Oxide-Semiconductor)-Speicherbauelementen verwendet. Die Siliziumnitridschicht wird dabei durch eine dünne, von Ladungsträgern durchtunnelbare Siliziumoxidschicht (1.5...3 nm) getrennt /5,6/.

Plasma-Siliziumnitrid wird fast ausschließlich für die Passivierung von integrierten Schaltkreisen verwendet, da es eine wirksame Barriere gegen die Eindiffusion von Verunreinigungen darstellt /7/. Seit kurzem findet Plasma-Siliziumnitrid zunehmend Anwendung als Isolator in MIS - Strukturen, so in Feldeffekttransistoren /8,9/ und in Bildverarbeitungssystemen /10/. Sowohl pyrolytische als auch Plasma-Siliziumnitridschichten werden als Dielektrikum in Inversionsschichtsolarzellen eingesetzt, wobei die Verwendung von Plasmanitrid wegen eines wesentlich vereinfachten Herstellungsprozesses der Solarzelle vorzuziehen ist /11-14/.

Bei allen MIS - Strukturen hängt die Zuverlässigkeit des Bau-

elements von der Stabilität der Halbleiter/Isolator Grenzfläche bezüglich ihrer elektronischen Eigenschaften ab. Besondere Beachtung finden dabei elektronische Zustände ("Haftstellen") im Grenzflächenbereich mit einer Energie in der Siliziumbandlücke. An der Silizium/Isolator Grenzfläche tritt wegen der Fehlanpassung der beiden Gitterstrukturen ein Kontinuum von Grenzflächenzuständen in der Siliziumbandlücke auf. Im Volumen des Isolators bzw. des Siliziums können, technologisch bedingt, Haftstellen einer diskreten Energie in der jeweiligen Bandlücke auftreten. Eine Änderung der Haftstellenkonzentration bzw. -eigenschaften im Grenzflächenbereich führt zu einer Änderung der Charakteristik des MIS - Bauelements. So bewirken Grenzflächenzustände eine Abnahme der Speicherfähigkeit in MNOS - Bauelementen /15/ und vermindern in Feldeffekttransistoren und Inversionsschichtsolarzellen die Kanalbeweglichkeit von Minoritätsladungsträgern /16/. Durch UV-Bestrahlung erzeugte Grenzflächenhaftstellen in Inversionsschichtsolarzellen werden für eine Degradation der Solarzelleneigenschaften verantwortlich gemacht /17,18/.

Es ist bisher nur wenig Information über Haftstellen im Grenzflächenbereich von MIS - Strukturen mit Siliziumnitrid als Isolator vorhanden. In der Literatur sind vereinzelte Messungen der Grenzflächenzustandsdichte an MNOS - Strukturen mit pyrolytischem Siliziumnitrid und Oxiddicken ≥ 2 nm /19-21/ bzw. mit natürlichem Oxid /22,23/ bekannt. Für MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid wurde eine Charakterisierung von Grenzflächenhaftstellen bisher nicht durchgeführt. Da Plasma-Siliziumnitrid bis vor kurzem ausschließlich für Passivierungszwecke eingesetzt wurde, wurden diese Nitridschichten hauptsächlich in Bezug auf strukturelle Eigenschaften (Gleichmäßigkeit, Brechungsindex, Kantenbedeckung, Verspannung, Bindungsverhältnisse in der Nitridschicht) und thermische Stabilität in Abhängigkkeit von den Herstellungsbedingungen untersucht /24-28/. Eine elektrische Charakterisierung von Plasmanitrid blieb bisher auf Untersuchungen des Leitungsmechanismus der Schicht /29,30/ und der Speichereigenschaften /31,32/ begrenzt.

In dieser Arbeit werden Haftstellen in MIS - Strukturen im Bereich der Halbleiter/Isolator Grenzfläche charakterisiert, wobei vorwiegend Plasma-Siliziumnitrid als Isolator verwendet wird. Die Motivation besteht darin, daß Plasma-Siliziumnitrid-

schichten, wie bereits erwähnt, eine Anwendung in Inversionsschichtsolarzellen finden /12-14/. Ein Querschnitt durch eine derartige Solarzelle ist in Abbildung 1 dargestellt. Eine Viel-

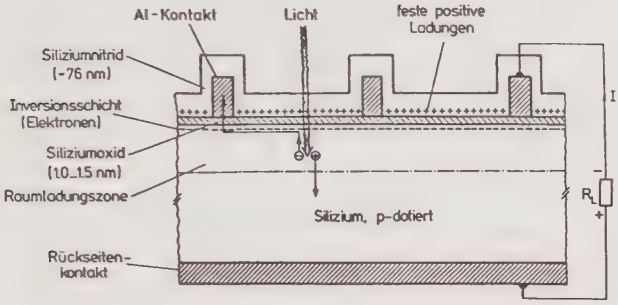


Abbildung 1 : Querschnitt einer Inversionsschichtsolarzelle mit Siliziumnitrid. Die in der Raumladungszone durch Licht generierten Ladungsträger fließen zu den Kontakten ab.

zahl von Aluminiumkontakten auf der Solarzellenoberseite ist vom p-Siliziumsubstrat durch eine dünne, für Elektronen durchtunnelbare Oxidschicht getrennt. Auf den Kontakten und dem Oxid befindet sich ganzflächig eine Schicht aus Siliziumnitrid. Durch Licht generierte Elektron-Loch-Paare werden im Silizium in einer durch positive Isolatorladungen verursachten Raumladungszone getrennt und die Elektronen fließen über die an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche befindliche Inversionsschicht zu den Kontakten ab, dies verursacht einen Stromfluß in einem äußeren Stromkreis (Widerstand R_L). Die hauptsächlich hier untersuchten MIS - Strukturen besitzen die analoge Schichtfolge wie eine Inversionsschichtsolarzelle zwischen den Vorderseitenkontakten: Auf dem Siliziumsubstrat befindet sich eine 1.0...1.5 nm dicke Siliziumoxidschicht und eine etwa 100 nm dicke Plasma-Siliziumnitridschicht. Zu Vergleichszwecken wurden auch analoge Strukturen mit pyrolytischem Silizium hergestellt.

Die Solarzelleneigenschaften werden durch Haftstellen im Bereich der Halbleiter/Isolator Grenzfläche auf mehrfache Weise negativ beeinflußt:

- Grenzflächenzustände können als Streuzentren wirken und verursachen, wie bereits erwähnt, eine Abnahme der Beweglichkeit von Elektronen in der Inversionsschicht, was einen erhöhten Serienwiderstand der Solarzelle zur Folge hat.
- Haftstellen im Bereich der Grenzfläche können als Rekombi-

nationszentren für die durch Licht generierten Minoritätsladungsträger wirken /17/, wodurch der Wirkungsgrad der Solarzelle herabgesetzt wird. Als Haftstellen im Bereich der Halbleiter/Isolator Grenzfläche kommen in Frage:

(1) Zustände unmittelbar an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche oder im Isolator in einem Abstand von der Grenzfläche, der von Ladungsträgern noch durchtunnelt werden kann. Das Ausmaß der Rekombination über diese Zustände wird durch die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit charakterisiert.

(2) Haftstellen in der Raumladungszone des Siliziums. Dieser Rekombinationsprozeß wird durch die Volumenlebensdauer für Minoritätsladungsträger beschrieben.

Die Ergebnisse dieser Arbeit sind in drei Abschnitte untergliedert:

Zunächst wurde mit den aus der MOS - Technologie bekannten Methoden "quasistatische Kapazitätsmessung" und "CC-DLTS" (Constant Capacitance Deep Level Transient Spectroscopy) /33/ die Grenzflächenzustandsdichte an MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid auf 1.0...1.5 nm dickem Siliziumoxid bestimmt. Dabei zeigt sich, daß bei diesen Strukturen Haftstellen an der Oxid/Nitrid Grenzfläche einen nicht vernachlässigbaren Beitrag zur Grenzflächenzustandsdichte verursachen. Eine sehr niedrige Konzentration von Grenzflächenhaftstellen ($\approx 10^{10} cm^{-2} eV^{-1}$) kann durch eine Nachtemperung dieser Strukturen bei einer Temperatur von 500°C erreicht werden. Wird statt des dünnen Tunneloxids eine dickere (50 nm) SiO_2-Schicht verwendet, können nach Plasmanitridabscheidung und Nachtemperung noch niedrigere Grenzflächenzustandsdichten ($<5 \cdot 10^{9} cm^{-2} eV^{-1}$) erzielt werden. Die Abhängigkeit der Grenzflächenzustandsdichte in MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid und in Vergleichsstrukturen mit pyrolytischem Nitrid von Temperbehandlungen wird im Zusammenhang mit dem Wasserstoffgehalt der Nitridschichten und dessen Umlagerung bei verschiedenen Temperaturen diskutiert. Außerdem wird der Einfluß einer Temperung auf feste, im Nitrid befindliche Isolatorladungen untersucht und erörtert.

In der Halbleitertechnologie werden vermehrt Prozesse angewendet, bei denen MIS - Strukturen einer Elektronenbestrahlung aus-

gesetzt sind. Eine UV-Bestrahlung verursacht in MIS - Strukturen mit Plasmanitrid eine optische Generation von Grenzflächenzuständen /17/. In dem zweiten Ergebnisabschnitt werden Messungen der Haftstellenkonzentrationen in MIS - Strukturen mit Plasmanitrid auf 1.0...1.5 nm Oxid nach Bestrahlung mit 30 keV Elektronen und, in der Hauptsache, nach Einwirkung von UV-Licht ($h\nu \leq 5.3$ eV) gezeigt. Es wird der Einfluß einer Temperbehandlung auf das zeitliche Verhalten der optischen Generation und auf die Grenzenergie des UV-Lichtes zur Bildung von Grenzflächenzuständen sowie das thermische Ausheilverhalten von optisch generierten Grenzflächenzuständen untersucht.

Zur Interpretation dieser Messungen wurden zusätzlich Doppelisolatorstrukturen mit einer dickeren SiO_2-Schicht (50 nm) zwischen dem Halbleiter und der Plasmanitridschicht einer UV-Bestrahlung ausgesetzt. Es wurde ebenfalls eine optische Generation von Grenzflächenhaftstellen festgestellt. Die Generationsrate ist abhängig von Temperbehandlungen und von der Polarität eines elektrischen Feldes im Oxid. Eine Haftstellengeneration findet jedoch auch dann statt, wenn praktisch kein elektrisches Feld in der Oxidschicht existiert. Auch kann die Nitridschicht abgeätzt werden, in der resultierenden SiO_2/Si-Struktur können durch UV-Bestrahlung ebenfalls Grenzflächenzustände gebildet werden. Die Generation von Grenzflächenhaftstellen in feldfreien SiO_2-Si-Strukturen durch (für SiO_2) nichtionisierende UV-Bestrahlung ist bisher trotz der umfangreichen MOS - Literatur nicht bekannt.

Die Ergebnisse der Bestrahlungsexperimente werden diskutiert und es wird eine Interpretation des Effekts der optischen Generation von Grenzflächenhaftstellen vorgestellt.

Die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit und die Volumengenerationslebensdauer charakterisieren die Stärke der Rekombination von Überschußminoritätsladungsträgern an der Grenzfläche bzw. in der Raumladungszone. In dem dritten Ergebnisabschnitt wird die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit in MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid auf 1.0...1.5 nm dickem Siliziumoxid dargestellt sowie ein Wert für die Volumengenerationslebensdauer angegeben. Der Einfluß einer Temperbehandlung sowie von UV-Bestrahlung auf die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit wird untersucht und mit dem Verlauf der Grenzflächenzustandsdichte bei Temperung und UV-Bestrahlung korreliert.

2. GRUNDLAGEN DER MIS - STRUKTUREN .

In diesem Kapitel wird in Abschnitt 2.1 der prinzipielle Aufbau einer idealen MIS - Struktur dargestellt und mit einer realen MIS - Struktur verglichen. Die reale MIS - Struktur enthält im Gegensatz zu dem Idealfall eine Vielzahl von Haftstellen (engl.: traps). Haftstellen sind elektronische Zustände, die entweder durch ihre Coulomb'sche Ladung oder durch Aufnahme bzw. Abgabe von Ladungsträgern das elektrische Verhalten von MIS - Strukturen beeinflussen. Im weiteren werden die Eigenschaften von Haftstellen und realen MIS - Strukturen behandelt.

2.1 Die MIS - Struktur .

In Bild 2 ist der Aufbau einer idealen MIS - Struktur gezeigt. Die in dieser Arbeit verwendeten Strukturen besitzen ausschließlich p-dotiertes Silizium als Substrat. Das Substrat ist von der Gateelektrode durch eine Isolatorschicht der Dicke d_I getrennt und auf der Unterseite durch einen ohm'schen Kontakt kontaktiert. Es werden hier ausschließlich Siliziumnitrid und Siliziumdioxid als Isolatoren verwendet. Der Gatekontakt besteht im allgemeinen aus einem Metall.

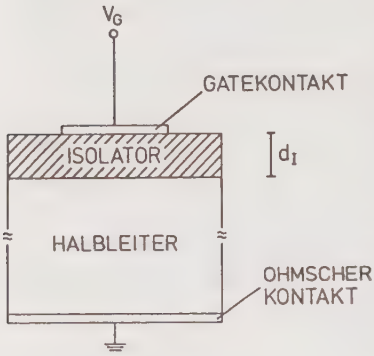


Abbildung 2 : Querschnitt durch eine MIS - Struktur.

Der Idealfall einer MIS - Struktur zeichnet sich dadurch aus, daß im Isolator, an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche und im Volumen des Halbleiters keine Haftstellen vorhanden sind, und daß die Austrittsarbeiten des Halbleiters und des Materials der Gateelektrode gleich sind. Beim Anlegen einer Gleichspannung V_G an den Gatekontakt fließt kein Gleichstrom durch die Struktur.

Bei Anlegen einer Gatespannung V_G treten im Halbleiter Raumladungszonen auf, die durch das Oberflächenpotential ψ_S charak-

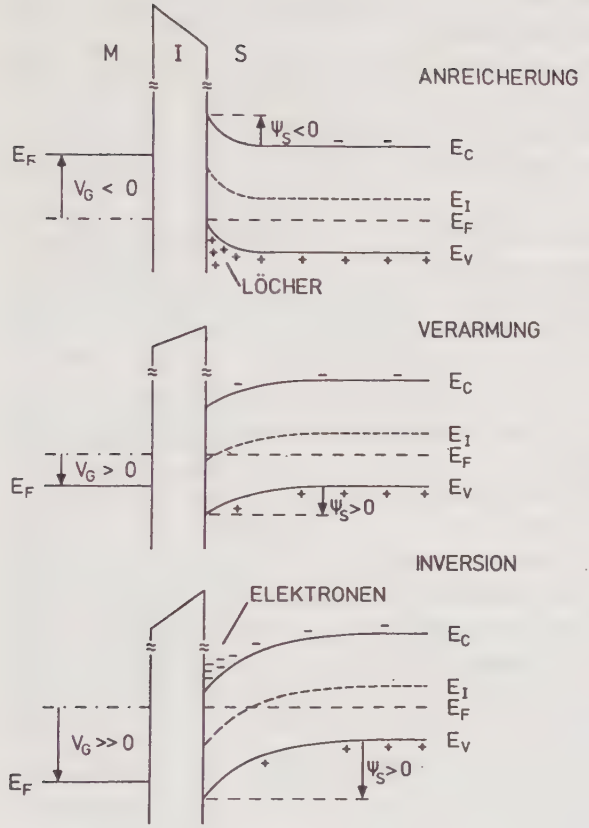


Abbildung 3 : Bandverbiegungen in einer idealen MIS-Struktur mit p-Silizium bei positiven und negativen Gatespannungen. Das Oberflächenpotential Ψ_S beschreibt die Bandverbiegung im Silizium.

terisiert werden. Es werden die drei in Abbildung 3 für einen p - Halbleiter dargestellten Möglichkeiten unterschieden /34/ :

(a) $V_G < 0$, $\Psi_S < 0$: Bei Anlegen einer negativen Gatespannung reichern sich Majoritätsladungsträger (Löcher) an der Halbleitergrenzfläche an (Anreicherung). Das Ferminiveau E_F an der Grenzfläche ist nahe der Silizium-Valenzbandkante E_V. Die Breite der Anreicherungsschicht ist kleiner als 100 nm /35/.

(b) $V_G > 0$, $\Psi_S > 0$: Das am Gate angelegte abstoßende Potential für Löcher bewirkt eine Verarmung des Grenzflächenbereichs an Majoritätsladungsträgern.

Die Breite der verarmten Zone im Halbleiter ist abhängig von der Gatespannung und der Dotierung /34/.

(c) $V_G >> 0$, $\Psi_S >> 0$: Die positive Gatespannung bewirkt eine Anreicherung von Minoritätsladungsträgern an der Grenzfläche (Inversion). Die Fermienergie an der Grenzfläche ist nahe der Leitungsbandkante E_C des Siliziums. Die Breite der Raumladungszone W ist in Inversion nahezu gatespannungsunabhängig und wird ausschließlich von der Dotierung bestimmt. Die Breite der Inversionsschicht ist kleiner als 30 nm /35/.

Die Gatespannung, bei der der Übergang von Anreicherung nach Verarmung stattfindet, wird als Flachbandspannung V_{FB} bezeichnet. Bei dieser Spannung tritt im Halbleiter keine Raumladungszone bzw. Bandverbiegung auf. Bei einer idealen MIS - Struktur ist V_{FB} gleich Null.

Für eine reale MIS - Struktur kann nicht von einer gleichen Austrittsarbeit für Gateelektrode und Halbleiter ausgegangen werden. Außerdem können im Isolator, an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche sowie im Volumen des Siliziums eine Vielzahl von Haftstellen und Ladungen auftreten, die in Abbildung 4 schematisch dargestellt sind.

Die Grenzflächenzustände sind unmittelbar an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche lokalisiert. Sie können Ladungsträger mit dem Silizium austauschen. Sie sind je nach Lage der Fermienergie an der Grenzfläche mit Elektronen besetzt oder unbesetzt und können sowohl Akzeptoren als auch Donatoren sein /36/.

Die festen Isolatorladungen sind sowohl bei thermisch gewachse-

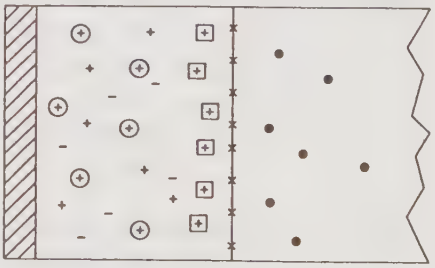


Abbildung 4 : Haftstellen und Ladungen in realen MIS-Strukturen.

- x : Grenzflächenzustände
- ⊞ : Feste Isolatorladungen
- + − : (Geladene) Haftstellen im Isolator
- ⊕ : Bewegliche Ionen
- ● : Volumenzustände

nem Siliziumdioxid als auch bei Siliziumnitrid nahe der Grenzfläche (<5 nm) lokalisiert und sind positiv geladen /14,37,38/. Sie können über einen weiten Bereich einer am Gatekontakt angelegten Spannung nicht umgeladen werden, da sie entweder

(a) so weit von der Grenzfläche entfernt sind, daß die Tunnelwahrscheinlichkeit für Ladungsträger aus dem Silizium sehr klein ist oder

(b) ihre energetische Lage außerhalb der Siliziumbandlücke liegt.

Vor allem bei Siliziumnitrid ist eine große Anzahl von **Haftstellen im Isolator** ($10^{17}cm^{-3}$-$10^{20}cm^{-3}$, /39,40/) vorhanden. Diese Volumentraps im Isolator können Ladungsträger aufnehmen, die durch ein starkes elektrisches Feld /6/ evtl. mit Unterstützung durch elektromagnetische Strahlung /41/ in den Isolator injiziert werden.

Hauptsächlich bei Siliziumoxid können im Isolator noch **bewegliche Ladungen** vorhanden sein. Dies sind im wesentlichen Ionen von Alkalimetallen, hierunter vordringlich Natriumionen. Bewegliche Ladungen im Isolator verursachen eine Instabilität in der MIS - Struktur, da sie in einem elektrischen Feld driften und so zu einer Veränderung der Potentialverteilung führen /42/.

Schließlich können, prozeßbedingt durch die Herstellung des Siliziums oder der Isolatorschicht, in der Halbleiterbandlücke neben der Grunddotierung noch **Volumenzustände** auftreten.

2.2 Generation und Rekombination über Haftstellen .

Wesentliche Kenngrößen zur Charakterisierung von Haftstellen sind neben der Konzentration noch Parameter, die das Umladeverhalten, d.h. die Dynamik der Aufnahme und Abgabe von Ladungsträgern, beschreiben. Die folgende Betrachtung gilt vor allem für Grenzflächenzustände und Volumenzustände im Halbleiter, da diese ohne Zuhilfenahme eines elektrischen oder elektromagnetischen Feldes Ladungsträger mit den Bändern des Halbleiters austauschen können.

Die Statistik der Umladung einer Haftstelle wird nach einem Modell von Shockley, Read und Hall /43,44/ beschrieben. In Abbildung 5 sind die 4 Einzelprozesse, die zu einer Haftstellenumladung beitragen, dargestellt. Es können entweder Elektronen

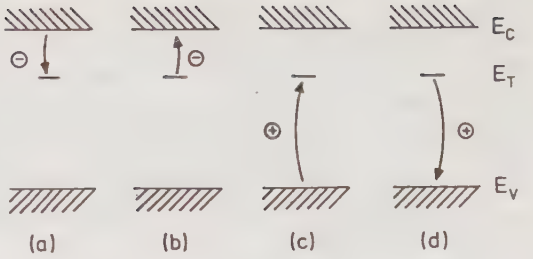


Abbildung 5 : Für die Umladung von Haftstellen sind vier Einzelprozesse verantwortlich.

bzw. Löcher von einem unbesetzten Zustand der Energie E_T eingefangen werden (Prozeß a bzw. c) oder Ladungsträger aus einem mit einem Elektron bzw. einem Loch besetzten Zustand emittiert werden (Prozeß b bzw. d). Die Wahrscheinlichkeit F_N der Besetzung einer Haftstelle der Energie E_T mit einem Elektron ist durch die Fermi-Dirac Statistik gegeben:

$$F_N(E_T) = \frac{1}{\exp\{(E_T-E_F)/kT\} + 1} \qquad (2.1)$$

Für die Wahrscheinlichkeit F_P der Besetzung einer Haftstelle mit einem Loch gilt :

$$F_P(E_T) = 1 - F_N(E_T) \qquad (2.2)$$

In der Fermi-Dirac Funktion ist im allgemeinen Fall vor dem Exponentialterm ein Spinentartungsfaktor g. Spinentartungsfaktoren für Grenzflächenzustände sind nicht bekannt, g wird im weiteren als 1 angenommen. Die Anzahl der Haftstellen, die mit einem Elektron (N_T^-) bzw. mit einem Loch (N_T^0) besetzt sind, errechnet sich aus der Gesamtdichte N_T zu :

$$N_T^- = N_T \cdot F_N(E_T) \quad \text{bzw.} \quad N_T^0 = N_T \cdot F_P(E_T) \qquad (2.3)$$

An der Ladungsänderung dN_T^-/dt einer Haftstelle sind alle 4 in Bild 5 dargestellten Einzelprozesse beteiligt /43/:

$$\frac{dN_T^-}{dt} = c_N \cdot n \cdot N_T^0 - e_N \cdot N_T^- - c_P \cdot p \cdot N_T^- + e_P \cdot N_T^0 \qquad (2.4)$$

Die ersten beiden Terme beschreiben den Einfang bzw. die Emission eines Elektrons mit den Einfang- bzw. Emissionsraten c_N [cm^3/sec] und e_N [1/sec], die beiden letzten Terme beschreiben den Einfang bzw. die Emission eines Lochs mit den entsprechenden Raten c_P und e_P. Die Größen n und p sind die freien Ladungsträgerkonzentrationen im Leitungs- bzw. Valenzband am Ort der Haft-

stelle. Die Einfangquerschnitte σ [cm^2] der Haftstelle für Elektronen bzw. Löcher sind definiert durch :

$$\sigma_n = \frac{c_N}{v_{th,n}} \quad \text{und} \quad \sigma_p = \frac{c_P}{v_{th,p}} \tag{2.5}$$

In Gleichung (2.5) ist v_{th} die mittlere thermische Geschwindigkeit der jeweiligen freien Ladungsträger. Es gilt /34/:

$$v_{th,i} = \sqrt{\frac{3kT}{m_i}} \qquad (i = n,p) \tag{2.6}$$

wobei k die Boltzmannkonstante und m_i die effektive Masse des jeweiligen freien Ladungsträgers ist. Das Prinzip der "detailed balance" /45/ besagt, daß Einfang und Emission von Elektronen und Löchern im thermischen Gleichgewicht ($dN_T^-/dt = 0$) paarweise gleich sind :

$$c_N \cdot n_o \cdot N_T^o = e_N \cdot N_T^- \quad , \quad c_P \cdot p_o \cdot N_T^- = e_P \cdot N_T^o \tag{2.7}$$

Bei nichtdegenerierten Halbleitern gilt für die Ladungsträgerdichten im thermischen Gleichgewicht n_o und p_o :

$$n_o = n_i \exp\frac{E_F - E_i}{kT} = N_C \exp\frac{E_F - E_C}{kT} \; ; \; p_o = n_i \exp\frac{E_i - E_F}{kT} = N_V \exp\frac{E_V - E_F}{kT} \tag{2.8}$$

E_i ist die intrinsische Energie des Halbleiters und n_i ist die Eigenleitungsdichte, N_V und N_C sind die effektiven Zustandsdichten im Leitungs-bzw. Valenzband. Unter Verwendung der Gleichungen (2.1), (2.2), (2.3) und (2.8) folgt aus Gl. (2.7):

$$\frac{e_N}{c_N} = n_i \cdot \exp\frac{E_T - E_i}{kT} \qquad \frac{e_P}{c_P} = n_i \cdot \exp\frac{E_i - E_T}{kT} \tag{2.9}$$

Auch bei kleinen Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht bleibt Gl. (2.9) gültig /45/. Im Ungleichgewichtsfall bedeutet die zusätzliche Generation von Ladungsträgern bzw. die zusätzliche Rekombination von Elektron-Loch Paaren eine Abweichung von der "detailed balance". Generation tritt dann auf, wenn für die in Abbildung 5 dargestellten Prozesse gilt :

$$\begin{aligned} &\text{Rate von Prozeß (a)} \ll \text{Rate von Prozeß (d)} \\ &\text{Rate von Prozeß (c)} \ll \text{Rate von Prozeß (b)} \end{aligned} \tag{2.10}$$

Als allgemeine Bedingung für die Generation über Haftstellen folgt aus (2.10) unter Verwendung von Gl. (2.4) und Gl. (2.9):

$$n \ll \frac{c_p}{c_N} \cdot n_i \cdot \exp \frac{E_i - E_T}{kT} \qquad (2.11)$$

$$p \ll \frac{c_N}{c_p} \cdot n_i \cdot \exp \frac{E_i - E_T}{kT} \qquad (2.12)$$

Die Bedingung für Rekombination folgt analog; in den Gleichungen (2.10) bis (2.12) drehen sich alle Ungleichheitszeichen um.

Die Prozesse Generation und Rekombination werden durch Raten charakterisiert. In der Literatur ist der Begriff Rekombinationsrate üblich, die Generationsrate ist mathematisch eine negative Rekombinationsrate. Haftstellen in der Halbleiterbandlücke bewirken eine Vergrößerung der Rekombinationsrate. Für die Rekombination über ein einzelnes Haftstellenniveau im Volumen des Siliziums gilt folgende Rekombinationsrate U $[cm^{-3}\ sec^{-1}]$ /46/:

$$U = \frac{(np - n_i^2) \cdot N_T}{\frac{1}{\sigma_p v_{th,p}}(n + n_i \exp\{(E_T - E_i)/kT\}) + \frac{1}{\sigma_n v_{th,n}}(p + n_i \exp\{(E_i - E_T)/kT\})} \qquad (2.13)$$

Wird in einem p - Halbleiter ein Überschuß Δn von Elektronen injiziert, wobei $p \approx p_o \gg n_i$, $p \gg n \gg n_o$ und $\sigma_n \approx \sigma_p$ gilt, tritt Rekombination auf und Gl.(2.13) vereinfacht sich zu :

$$U = \frac{n - n_o}{\tau_n} \qquad (2.14)$$

wobei τ_n die Rekombinationslebensdauer von Überschußminoritätsladungsträgern im p - Halbleiter ist und definiert ist als :

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_n \cdot v_{th,n} \cdot N_T} \qquad (2.15)$$

Bei Generation von Elektron-Loch Paaren ($n \ll n_i$, $p \ll n_i$) kann Gl.(2.13) unter der Voraussetzung $\sigma_n \cdot v_{th,n} = \sigma_p \cdot v_{th,p} = \sigma \cdot v_{th}$ vereinfacht werden. Für die Generationsrate folgt :

$$-U = \frac{n_i}{2 \cdot \tau_o \cdot \cosh\{(E_T - E_i)/kT\}} \quad \text{mit} \quad \tau_o = \frac{1}{\sigma \cdot v_{th} \cdot N_T} \qquad (2.16)$$

v_{th} ist eine für Elektronen und Löcher mittlere thermische Geschwindigkeit und hat für Silizium bei Raumtemperatur etwa den Wert von 10^7 cm/sec /35/. σ ist ein mittlerer Einfangquerschnitt der Haftstelle. τ_o ist eine mittlere Generationslebensdauer, die durch Generationsexperimente an MIS - Strukturen (vgl. Kap. 3.2.1) bestimmt werden kann /46/. Die mittlere Generationslebensdauer τ_o ist genau dann gleich der Rekombinationslebensdauer τ_n, wenn bei den Rekombinationsprozessen die Voraussetzung zu Gl.(2.14) (schwache Injektion) und Gl.(2.16) ($\sigma_n \cdot v_{th,n} = \sigma_p \cdot v_{th,p}$) erfüllt ist und die energetische Lage der Haftstellen in der Mitte der Halbleiterbandlücke angenommen werden kann ($E_T - E_i = 0$).

Bei Generation oder Rekombination über Grenzflächenzustände sind die Energieniveaus der Haftstellen kontinuierlich über die Bandlücke verteilt. Die Rekombinationsrate U_S berechnet sich aus dem Integral von Gl.(2.13) über alle Energien der Bandlücke :

$$U_S = \sigma_{sn} \cdot \sigma_{sp} \cdot v_{th} \cdot D_{IT} \cdot (p_s n_s - n_i^2) \cdot \int_{E_V}^{E_C} \frac{dE}{\sigma_{sn}(n_s + n_i \exp\{(E-E_i)/kT\}) + \sigma_{sp}(p_s + n_i \exp\{(E_i-E)/kT\})} \qquad (2.17)$$

In Gl.(2.17) wurde eine energieunabhängige Grenzflächenzustandsdichte D_{IT} angenommen. σ_{sn} und σ_{sp} bezeichnen die Einfangquerschnitte der Grenzflächenhaftstellen und n_s bzw. p_s sind die Ladungsträgerdichten an der Grenzfläche :

$$n_s = n_o \cdot \exp\left[(E^s_{F,n} - E_F)/kT\right] \cdot \exp\left(q\psi_S/kT\right) \qquad (2.18)$$

$$p_s = p_o \cdot \exp\left[(E_F - E^s_{F,p})/kT\right] \cdot \exp\left(-q\psi_S/kT\right) \qquad (2.19)$$

In den Gl.(2.18) und (2.19) sind $E^s_{F,n}$ und $E^s_{F,p}$ die Quasiferminiveaus von Elektronen bzw. Löchern an der Grenzfläche und q ist der Betrag der Elementarladung. Das Integral in Gl.(2.17) wurde von Fitzgerald und Grove /47/ berechnet. Die Rekombinationsrate ist in Gl.(2.20) dargestellt und setzt sich aus drei Anteilen zusammen :

$$U_S = (\sqrt{\sigma_{sn} \cdot \sigma_{sp}} \cdot v_{th} \cdot \pi kT \cdot D_{IT}) \cdot F\left(\sqrt{\frac{\sigma_{sn}}{\sigma_{sp}}}, n_s, p_s, n_i\right) \cdot (p_s n_s - n_i^2) \qquad (2.20)$$

$$\text{mit} \qquad F\left(\sqrt{\frac{\sigma_{sn}}{\sigma_{sp}}}, n_s, p_s, n_i\right) = \begin{cases} \dfrac{\cos^{-1}(X/2n_i)}{n_i\sqrt{\{1-(X/2n_i)^2\}}} & X < 2n_i \\ \dfrac{\cosh^{-1}(X/2n_i)}{n_i\sqrt{\{1-(X/2n_i)^2\}}} & X \geq 2n_i \end{cases}$$

$$\text{und} \qquad X = \sqrt{\frac{\sigma_{sp}}{\sigma_{sn}}} \cdot p_s + \sqrt{\frac{\sigma_{sn}}{\sigma_{sp}}} \cdot n_s$$

Der erste Term von Gl.(2.20) ist ausschließlich durch charakteristische Größen der Haftstelle bestimmt. Die Ladungsträgerdichten n_s und p_s, die den 2.Term bestimmen, sind abhängig von der Position des Ferminiveaus an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche und damit von der Bandverbiegung im Halbleiter. Der dritte Anteil in Gl.(2.20) beschreibt die Abweichung vom thermischen Gleichgewicht als die treibende Kraft für Generation bzw. Rekombination. Für eine völlig verarmte Grenzfläche ($n_s \ll n_i$, $p_s \ll n_i$) kann Gl.(2.20) vereinfacht werden /47/:

$$U_S = -\frac{1}{2} \cdot s_o \cdot n_i \qquad \text{mit} \qquad s_o = \sqrt{\sigma_{sn} \cdot \sigma_{sp}} \cdot v_{th} \cdot \pi k T \cdot D_{IT} \qquad (2.21)$$

Die Größe s_o heißt Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit einer verarmten Oberfläche. Für s_o tritt in der Literatur neben der s_o-Definition in Gl.(2.21) /48/ auch eine Definition $s_o' = \frac{1}{2}s_o$ /47/ auf, wobei dann $U_S = -s_o' \cdot n_i$ gilt. In dieser Arbeit wird in Analogie zur Volumengenerationsrate in Gl.(2.16) die s_o-Definition von Gl.(2.21) gewählt.

Das Integral in Gl.(2.17) ist nur für Energien um Bandmitte wesentlich von Null verschieden. Haftstellen in Bandmitte tragen daher am meisten zu Generations- oder Rekombinationsprozessen bei. Unterschiedliche Einfangquerschnitte von Haftstellen verschieben die Energieposition, an der maximale Generation oder Rekombination auftritt /47/.

Im Verlauf dieser Arbeit wurde die für Haftstellen charakteristische Größe s_o ermittelt.

2.3 Kapazitäts - Spannungsabhängigkeit der MIS - Struktur .

Die Gesamtkapazität einer idealen MIS - Struktur ergibt sich als Serienschaltung der Isolatorkapazität C_I mit der Kapazität der Raumladungszone C_{SC} :

$$C = \frac{C_I \cdot C_{SC}}{C_I + C_{SC}} \tag{2.22}$$

Die Isolatorkapazität berechnet sich aus der einfachen Formel für einen Plattenkondensator :

$$C_I = \varepsilon_I \cdot \frac{A}{d_I} \tag{2.23}$$

wobei ε_I die Dielektrizitätskonstante des Isolators und A die Fläche des Gatekontakts ist.

Die in der Raumladungszone existierenden Ladungen sind ionisierte Dotierstoffatome und freie Ladungsträger in den Bändern des Halbleiters. Die Gesamtladung Q_{SC} pro Flächeneinheit der Raumladungszone als Funktion des Oberflächenpotentials kann durch Integration der Poisson - Gleichung ermittelt werden /34/ :

$$Q_{SC} = \pm \frac{2\varepsilon_s kT}{qL_D} \sqrt{\{\exp(-b\psi_S)+b\psi_S-1\} + \frac{n_o}{p_o}\{\exp(b\psi_S)-b\psi_S-1\}} \tag{2.24}$$

ε_S ist die Dielektrizitätskonstante des Halbleiters, L_D die extrinsische Debye-Länge und b = q/kT. Für die Kapazität der Raumladungszone gilt :

$$C_{SC} = \frac{dQ_{SC}}{d\psi_S} \tag{2.25}$$

Durch Veränderung der Gatespannung vergrößert sich die Tiefe W der Raumladungszone von nahezu Null in Anreicherung bis auf einen Wert W_f in Inversion. In Verarmung und schwacher Inversion gilt für W die Beziehung /34/ :

$$W = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_S \cdot \psi_S}{q \cdot N_A}} \quad , \; 0 \leq \psi_S \leq 2\,\psi_B \; , \; W_f = W(\psi_S = 2\psi_B) \tag{2.26}$$

ψ_B ist der energetische Abstand zwischen Fermienergie und intrinsischer Energie im Volumen des Halbleiters. Die Raumla-

dungstiefe bleibt in Anreicherung und in Inversion konstant, da die Ladungsträger an der Grenzfläche den Halbleiter von dem elektrischen Feld abschirmen. Eine Veränderung der Gatespannung in diesen Bereichen führt lediglich zu einer Änderung der freien Ladungsträgerkonzentration an der Grenzfläche.

Zur Messung der Kapazitäts-Spannungsabhängigkeit (CV-Abhängigkeit) von MIS - Strukturen wird i.a. an den Gatekontakt eine mit einer Wechselspannung kleiner Amplitude überlagerte ansteigende Gleichspannung gelegt. In Bild 6 ist die Kapazität der MIS - Struktur, normiert auf die Isolatorkapazität C_I, als Funktion der Gatespannung für zwei verschiedene Frequenzen gezeigt. Vorausgesetzt ist eine ideale MIS - Struktur, die Flachbandkapazität C_{FB} wird bei $V_G=0$ erreicht. Die unterschiedlichen CV-Abhängigkeiten beruhen auf der Tatsache, daß Minoritätsladungsträger eine gewisse Zeit (z.B. für Generationsprozesse) benötigen, um dem Wechselspannungssignal folgen zu können. Im Niederfrequenzfall (C_{LF}, Meßfrequenz <10 Hz /35/) ist dies möglich und die gemessene CV-Kurve entspricht der Gesamtkapazität nach Gl.(2.22) und Gl.(2.25). Im Hochfrequenzfall (C_{HF}, Meßfrequenz >10 kHz /34/) können die Minoritätsladungsträger dem Wechselspannungssignal nicht mehr folgen, sie werden in der Kapazität nicht registriert. Durch Variation der Meßfrequenz ist ein stetiger Übergang zwischen dem Hochfrequenz- und dem Niederfrequenzfall möglich. Die Hochfrequenzminimalkapazität C_{MIN} ergibt sich durch eine Serienschaltung zweier Plattenkondensatoren der Dicke d_I und W_f (das Ende der Raumladungszone kann als abrupt angenommen werden /34/):

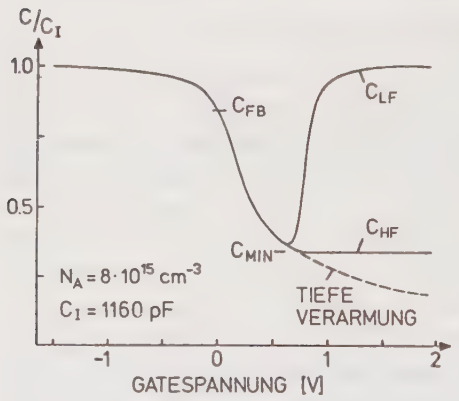


Abbildung 6 : Kapazitäts-Spannungsabhängigkeit einer idealen MIS - Struktur bei hohen (C_{HF}) und niedrigen (C_{LF}) Frequenzen . C_{FB} entspricht der Kapazität im Flachbandzustand.

$$C_{min}^{-1} = C_I^{-1} + \varepsilon_s \cdot \frac{A}{W_f} \qquad (2.27)$$

Durch Messung von C_{MIN} kann aus den Gl.(2.26) und

(2.27) auf die Dotierstoffkonzentration N_A geschlossen werden, wenn zusätzlich der Abstand ψ_B der Fermienergie vom Eigenleitungsniveau im Halbleitervolumen in Abhängigkeit von N_A berechnet wird.

Wird die CV-Kurve von Verarmung nach Inversion in einer kürzeren Zeit durchfahren, als benötigt wird, um die Inversionsladung an der Grenzfläche zu generieren, so entfällt die abschirmende Wirkung der Minoritätsladungsträger und die Raumladungszone dehnt sich über den Gleichgewichtsmaximalwert W_f aus. Die Hochfrequenzkapazität sinkt dann unter den Wert C_{MIN} in tiefe Verarmung (gestrichelte Kurve in Abbildung 6).

Haftstellen in realen MIS - Strukturen bewirken verschiedene Änderungen der idealen Kapazitäts-Spannungsabhängigkeit, die in Abbildung 7 zusammengefasst sind und nachfolgend im einzelnen diskutiert werden.

Grenzflächenzustände : Da Grenzflächenzustände Ladungsträger vom Silizium aufnehmen bzw. an dieses abgeben können, verursacht die Ladung Q_{IT} in Grenzflächenhaftstellen einen zusätzlichen Beitrag C_S zur Gesamtkapazität :

$$C_S = \frac{dQ_{IT}}{d\psi_S} \qquad (2.28)$$

Der Einfluß auf die CV-Kurve ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Die Umladung von Grenzflächenzuständen besitzt i.a. eine so große Zeitkonstante, daß sie dem HF-Wechselspannungssignal nicht folgen kann. Demnach wird die zusätzliche Kapazität nur in der Niederfrequenzkapazität registriert. Der Ladungszustand von Grenzflächenzuständen ist von der Position der Fermienergie an der Grenzfläche abhängig. Zustände unterhalb der Fermienergie sind immer negativer geladen als oberhalb davon. Dadurch besitzen Grenzflächenzustände einen statischen Einfluß auf das Potential in der Raumladungszone, dies bewirkt eine Verbreiterung des Abfalls sowohl der C_{LF}- als auch der C_{HF}-Kurve.

Feste Isolatorladungen : Der Einfluß fester Isolatorladungen Q_F auf die Kapazitäts-Spannungsabhängigkeit ist in Bild 7.2 dargestellt. Die Hoch- und Niederfrequenzkurven sind längs der Spannungsachse verschoben. Die Form und Größe beider Kurven bleibt gleich, da mit festen Isolatorladungen keine Umladungsprozesse stattfinden. Eine besondere Situation ist dann vorhanden, wenn

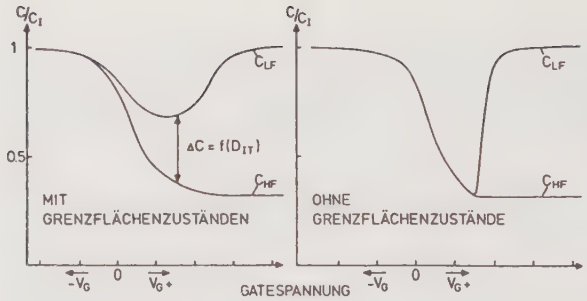


Abbildung 7.1 : Einfluß von Grenzflächenzuständen auf die Hochfrequenz- und Niederfrequenzkapazität einer MIS-Struktur.

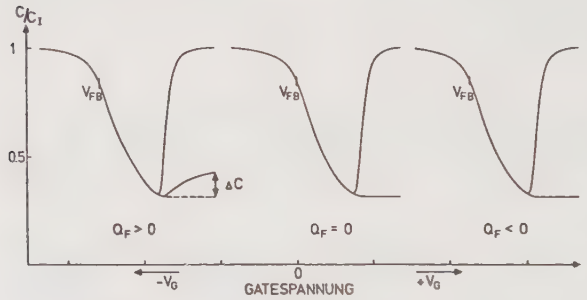


Abbildung 7.2 : Einfluß von festen positiven und negativen Isolatorladungen auf die Hochfrequenz- und Niederfrequenzkapazität einer MIS-Struktur.

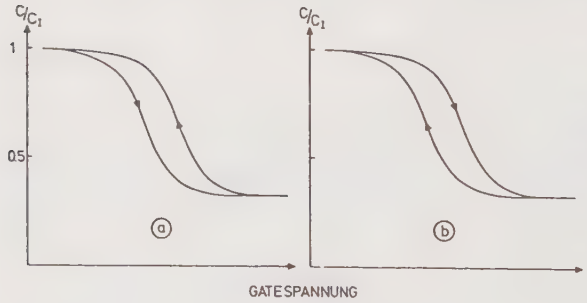
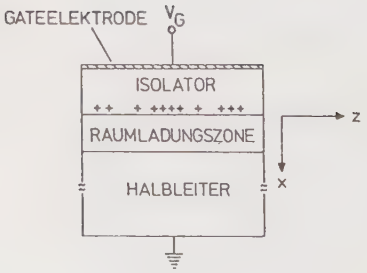


Abbildung 7.3 : Hystereseverhalten der Hochfrequenzkapazität einer MIS-Struktur bei Ladungsträgerinjektion in den Isolator (a) bzw. Ionendrift im Isolator (b).



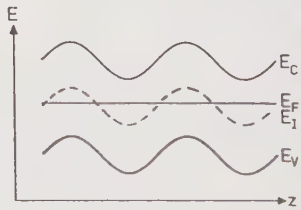


Abbildung 8 : Potentialfluktuationen an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche (x=0) bei statistisch verteilter fester Isolatorladung.

die Isolatorschicht über die Fläche des Gatekontakts hinausreicht und die festen Isolatorladungen einen Minoritätsladungsträgerkanal an der Halbleiter-Isolator Grenzfläche induzieren (z.B. $Q_F>0$ und p-Silizium). Befindet sich die MIS - Struktur in Inversion, so ist die Inversionsschicht unter dem Kontakt an die Inversionsschicht der Umgebung angekoppelt. Dies bewirkt, abhängig vom Schichtwiderstand, ein Ansteigen der Hochfrequenzkapazität in Inversion (ΔC), da die Fläche der Raumladungszone und damit die Raumladungskapazität vergrößert ist /34/.

Haftstellen und bewegliche Ionen im Isolator : Haftstellen im Isolator können durch Injektion von Ladungsträgern umgeladen werden und im Isolator bewegliche Ionen können während der Bestimmung der CV-Abhängigkeit driften. Beides sind, im Vergleich zur Zeitkonstante der Umladung von Grenzflächenzuständen, langsame Prozesse. Die während der CV-Messung veränderte Ladung in Isolatorhaftstellen, bzw. die veränderte Position von Isolatorionen, führt zu einer in Abbildung 7.3 gezeigten Hysterese der CV-Kurve längs der Spannungsachse. Aus der Richtung der Verschiebung der CV-Kurve kann eine Aussage gewonnen werden, ob Ionendrift (Fall b) oder eine Umladung von Isolatorhaftstellen (Fall a) stattfindet /49/.

Potentialfluktuationen : Sind die festen Isolatorladungen nicht gleichmäßig sondern statistisch über der Grenzfläche verteilt, ist das Oberflächenpotential, wie in Abbildung 8 dargestellt, unter der Gateelektrode nicht mehr konstant. Bei statistisch verteilter Isolatorladung setzt sich die Kapazitäts-Spannungsabhängigkeit einer MIS - Struktur aus der Addition einer Vielzahl von Einzel-CV-Kurven mit jeweils unterschiedlicher Flachbandspannung zusammen. Qualitativ weichen dann C_{LF}- und C_{HF}-Kurven relativ stark von ihrer Idealform ab. Große Potentialfluktuationen machen eine quantitative Auswertung von CV-Kurven sehr schwierig /49/. Bei der Ermittlung von Kenngrößen von MIS - Strukturen aus CV-Kurven ist es daher bei dem Verdacht auf Potentialfluktuationen notwendig, diese entweder auf laterale Inhomogenitäten zu untersuchen /50/ oder auf andere Meßmethoden, die weniger sensitiv auf Potentialfluktuationen sind, auszuweichen (z.B./51/).

2.4 Berechnung der Potentialverteilung einer MIS - Struktur mit zwei verschiedenen Dielektrika .

Im folgenden wird ein Formalismus beschrieben, der es erlaubt, aus der experimentell bestimmbaren Flachbandspannung einer MIS - Struktur auf Konzentrationen von Isolator- bzw. Grenzflächenladungen zu schließen. Da im Verlauf dieser Arbeit MIS - Strukturen mit Siliziumnitrid und Siliziumoxid untersucht wurden, wird die Berechnung für den allgemeinen Fall von zwei verschiedenen Isolatorschichten in einer Struktur durchgeführt. Zu der Berechnung wurde eine MIS - Struktur angenommen, bei der auf dem Siliziumsubstrat zuerst eine Oxidschicht der Dicke d_{OX} und daran anschließend eine Siliziumnitridschicht der Dicke d_N vorhanden ist.

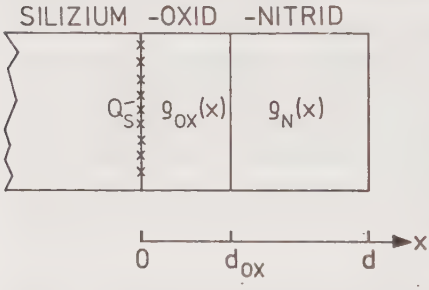


Abbildung 9 : Koordinatensystem zur Berechnung der Potentialverteilung.

In Abbildung 9 wird die angenommene Isolatorstruktur zusammen mit dem für die Berechnung verwendeten Koordinatensystem gezeigt. Die Ladungsdichten im Oxid bzw. Nitrid werden mit $\rho_{OX}(x)$ bzw. $\rho_N(x)$ bezeichnet. Die Ladung in Grenzflächenzuständen Q_{IT} wird als lokalisiert in einem infinitesimalen Intervall Δx um $x=0$ angenommen :

$$Q_{IT} = \int_{-\Delta x}^{+\Delta x} Q'_{IT} \cdot \delta(x)\, dx \qquad (2.29)$$

Für den Flachbandzustand ist die Raumladung im Silizium gleich Null. Für den Oxid- bzw. Nitridbereich gelten die Poisson-Gleichungen mit den jeweiligen Dielektrizitätskonstanten ε_{OX} und ε_N und den jeweiligen Potentialen Φ_{OX} und Φ_N :

$$\frac{d^2\Phi_{OX}(x)}{dx^2} = -\frac{1}{\varepsilon_{OX}} \left(\rho_{OX}(x) + Q'_{IT}\delta(x) \right) \qquad (2.30)$$

$$\frac{d^2\Phi_N(x)}{dx^2} = -\frac{1}{\varepsilon_N} \cdot \rho_N(x) \qquad (2.31)$$

Als Randbedingungen gelten :

(i) Die Stetigkeit der Potentiale an den Grenzen

$$\Phi_{OX}(0) = 0 \qquad \text{und} \qquad \Phi_{OX}(d_{OX}) = \Phi_N(d_{OX}) \tag{2.32}$$

(ii) Die Stetigkeit der Verschiebungsdichten $\varepsilon \cdot d\Phi/dx$

$$\frac{d\Phi_{OX}(0)}{dx} = 0 \qquad \text{und} \qquad \varepsilon_{OX}\frac{d\Phi_{OX}(d_{OX})}{dx} = \varepsilon_N\frac{d\Phi_N(d_{OX})}{dx} \tag{2.33}$$

Die Flachbandspannung der Doppelisolatorstruktur ergibt sich aus der Addition der Austrittsarbeitsdifferenz Gateelektrode/Halbleiter Φ_{MS} mit dem Potential Φ_d an der Stelle x=d:

$$V_{FB} = \Phi_{MS} + \Phi_d \tag{2.34}$$

Φ_d wurde in /52/ durch zweifache Integration der Poisson-Gleichungen (2.30) und (2.31) mit den Randbedingungen (2.32) und (2.33) berechnet. Für die Flachbandspannung gilt :

$$V_{FB} = \Phi_{MS} - \frac{1}{\varepsilon_N}\left\{\int_{d_{OX}}^{d}(d-x)\rho_N(x)dx + \int_{0}^{d_{OX}}\left\{d_N - \frac{\varepsilon_N}{\varepsilon_{OX}}(x-d_{OX})\right\}\rho_{OX}(x)dx + \right.$$

$$\left. + \left(d_N + \frac{\varepsilon_N}{\varepsilon_{OX}}d_{OX}\right) Q_{IT} \right\} \tag{2.35}$$

Unter der Annahme, daß die feste Isolatorladung im Nitrid als Flächenladung Q_N an der Grenzfläche Oxid/Nitrid lokalisiert ist, gilt :

$$Q_N = \int_{d_{OX}}^{d_{OX}+\Delta x} \rho_N(x)\,dx \tag{2.36}$$

Der erste Integrand in Gl.(2.35) vereinfacht sich unter Verwendung des Satzes für Doppelintegrale /53/ :

$$\int_{d_{OX}}^{d}(d-x)\rho_N(x)\,dx = \int_{d_{OX}}^{d}\int_{d_{OX}}^{d}\rho_N(y)\,dydy = Q_N\cdot(d-d_{OX}) = Q_N\cdot d_N \tag{2.37}$$

Durch Kombination von Gl.(2.35) und Gl.(2.37) folgt für die Flachbandspannung :

$$V_{FB} = \Phi_{MS} - \frac{Q_N d_N}{\varepsilon_N} - \frac{1}{\varepsilon_N}\left\{\int_0^{d_{OX}} (d_N - \frac{\varepsilon_N}{\varepsilon_{OX}}(d_{OX}-x))\rho_{OX}(x)dx + (d_N + \frac{\varepsilon_N}{\varepsilon_{OX}} d_{OX})Q_{IT}\right\} \quad (2.38)$$

Wird außerdem die Raumladung im Oxid $\rho_{OX}(x)=0$ angenommen, folgt:

$$V_{FB} = \Phi_{MS} - \frac{Q_N d_N}{\varepsilon_N} - \left(\frac{d_N}{\varepsilon_N} + \frac{d_{OX}}{\varepsilon_{OX}}\right) Q_{IT} \quad (2.39)$$

Die Isolatorkapazität einer MIS - Struktur mit zwei Dielektrika ergibt sich aus der Serienschaltung zweier Plattenkondensatoren :

$$C_I^{-1} = \frac{d_N}{\varepsilon_N \cdot A} + \frac{d_{OX}}{\varepsilon_{OX} \cdot A} \quad (2.40)$$

Kombination von Gl.(2.39) und Gl.(2.40) liefert :

$$V_{FB} = \Phi_{MS} - \frac{Q_N d_N}{\varepsilon_N} - \frac{A}{C_I} \cdot Q_{IT} \quad (2.41)$$

Aus Gl. (2.41) erkennt man, daß die experimentell bestimmbare Flachbandspannung einer Oxid/Nitrid Doppelisolator MIS - Struktur (vgl. Abb.9) von der Oxiddicke unabhängig ist und nur von der Nitriddicke abhängt, wenn die festen Isolatorladungen an der Oxid/Nitrid Grenzfläche angenommen werden und die Ladungsdichte im Oxid vernachlässigbar ist. Für die Beziehung zwischen einer Änderung der Ladung in Grenzflächenzuständen und der dadurch verursachten Flachbandspannungsänderung folgt für derartige Strukturen :

$$\Delta V_{FB} = -\frac{A}{C_I} \cdot \Delta Q_{IT} \quad (2.42)$$

3. BESTIMMUNG VON KENNGRÖSSEN IN MIS - STRUKTUREN .

In dieser Arbeit werden vor allem MIS - Strukturen mit Siliziumnitrid, abgeschieden aus der Gasphase und unterstützt durch eine Glimmentladung ("Plasma - Siliziumnitrid"), untersucht. Bestimmt wird die Zustandsdichte D_{IT} von Haftstellen an der Halbleiter – Isolator Grenzfläche sowie die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit s_0 und die Volumengenerationslebensdauer τ_0.

Zur Bestimmung der Grenzflächenzustandsdichte in der Bandlücke wird die Abhängigkeit des Oberflächenpotentials ψ_S von der angelegten Spannung ermittelt, daraus kann bei $\psi_S=0$ die Flachbandspannung V_{FB} bestimmt werden.

3.1 Bestimmung der Grenzflächenzustandsdichte .

Zur Bestimmung der Grenzflächenzustandsdichte in MIS - Strukturen sind in der Literatur verschiedene Verfahren bekannt. Hauptsächlich angewendet werden die Leitwertmethode /54/, die quasistatische Kapazitätsmessung /49,55/ bzw. CC-DLTS (Constant Capacitance Deep Level Transient Spectroscopy) /33,51,56/. Für die Messungen in dieser Arbeit wurden die beiden letzteren Methoden verwendet, sie werden im folgenden erläutert.

3.1.1 Die quasistatische Kapazitätsmessung .

Für die Bestimmung der Grenzflächenzustandsdichte durch das quasistatische Verfahren wird die Tatsache ausgenützt, daß die durch Grenzflächenzustände verursachte Kapazität nur in der Niederfrequenz-CV-Kurve, nicht aber in der Hochfrequenz-CV-Kurve registriert wird. Die Hochfrequenz-CV-Abhängigkeit kann durch kommerziell erhältliche Geräte genügend hoher Meßfrequenz bestimmt werden.

Die Niederfrequenz-CV-Kurve kann durch eine quasistatische Kapazitätsmessung ermittelt werden. Bei diesem Verfahren wird an den MIS-Kondensator eine langsam ansteigende Gatespannung dV_G/dt angelegt und der Verschiebungsstrom I gemessen. Ist die Rate der Spannungsänderung klein genug ($dV_G/dt \approx 20$ mV/sec), so bleibt die Struktur im thermischen Gleichgewicht. Für die Niederfrequenzka-

pazität gilt :

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dV_G} \cdot \frac{dV_G}{dt} = C_{LF} \cdot \frac{dV_G}{dt} \qquad (3.1)$$

Die Kapazität der Grenzflächenzustände wird nur im Wert von C_{LF} erfaßt. Aus dem Vergleich zwischen C_{LF} und C_{HF} kann daher auf die Grenzflächenzustandsdichte geschlossen werden /49/ :

$$D_{IT}(V_G) = \frac{C_I}{qA} \cdot \left(\frac{C_{LF}(V_G)}{C_I - C_{LF}(V_G)} - \frac{C_{HF}(V_G)}{C_I - C_{HF}(V_G)} \right) \qquad (3.2)$$

Dieser Vergleich gilt nicht in Inversion ($|\psi_S| \geq |2\psi_B|$), da die Kapazität der Minoritätsladungsträger ebenfalls nicht von der HF-Kapazität registriert wird. In Anreicherung ist der Meßfehler wegen $C_{LF} \approx C_I$ und $C_{HF} \approx C_I$ im allgemeinen sehr groß, so daß die Methode im wesentlichen auf den Bereich der Verarmung anwendbar ist.

Für die Ermittlung der Grenzflächenzustandsdichte in der Siliziumbandlücke ist die Kenntnis der Abhängigkeit des Oberflächenpotentials ψ_S von der Gatespannung notwendig. Man erhält sie bis auf eine additive Konstante Δ durch Integration von C_{LF} /49/ :

$$\psi_S(V_G) = \int_{V_o}^{V_G} \left(1 - \frac{C_{LF}}{C_I}\right) dV = \psi^* + \Delta \qquad (3.3)$$

Die additive Konstante Δ kann aus den Werten von ψ^* in Anreicherung und Inversion berechnet werden. Für die Raumladungskapazitäten in Anreicherung und Inversion gilt unter der Voraussetzung, daß die Kapazität bezüglich der Raumladungstiefe W vernachlässigbar gegenüber der Kapazität der freien Ladungsträger an der Grenzfläche ist /57/ :

$$C_{SC}(acc) = L_I \cdot n_i \cdot \sqrt{\frac{N_A}{n_i}} \cdot \frac{q^2}{2kT} \cdot \exp\left(\frac{-q \cdot \psi_S(acc)}{2kT}\right) \qquad (3.4)$$

$$C_{SC}(inv) = L_I \cdot n_i \cdot \sqrt{\frac{n_i}{N_A}} \cdot \frac{q^2}{2kT} \cdot \exp\left(\frac{q \cdot \psi_S(inv)}{2kT}\right) \qquad (3.5)$$

wobei L_I die intrinsische Debye-Länge ist.

Wird vorausgesetzt, daß die Raumladungskapazitäten in starker

Anreicherung und starker Inversion annähernd gleich sind, so folgt :

$$\psi_S(acc) + \psi_S(inv) = -\frac{2kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{n_i}{N_A}\right) \qquad (3.6)$$

Mit $\Delta = 1/2\ (\psi_S(acc) - \psi^*(acc) + \psi_S(inv) - \psi^*(inv))$ aus Gl.(3.3) folgt:

$$\Delta = -\frac{\psi^*(acc) + \psi^*(inv)}{2} - \frac{kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{n_i}{N_A}\right) \qquad (3.7)$$

$\psi^*(acc)$ und $\psi^*(inv)$ sind die Werte des Integrals von Gl.(3.3) für V_G in Anreicherung bzw. Inversion. Voraussetzung für diese Art der Bestimmung von Δ ist, daß die Niederfrequenzkapazität genügend weit in Anreicherung bzw. Inversion gemessen wird (d.h. $C_{LF} \approx C_I$).

Trägt man die Grenzflächenzustandsdichte (Gl.(3.2)) als Funktion des Oberflächenpotentials (Gl.(3.3) und (3.7)) auf und ermittelt die jeweiligen Energien unter der Voraussetzung, daß bei $\psi_S=0$ der Abstand Fermienergie-Valenzbandkante an der Grenzfläche und im Halbleitervolumen gleich ist, so läßt sich eine direkte Verteilung von D_{IT} als Funktion der Energie in der Bandlücke angeben. Mit der Abhängigkeit $\psi_S=f(V_G)$ kann außerdem die Flachbandspannung V_{FB} bei $\psi_S=0$ ermittelt werden.

Die quasistatische Methode ist eine schnelle Methode, um die Grenzfächenzustandsdichte einer Halbleiter/Isolator Grenzfläche zu messen. Allerdings werden an die zu messende Struktur gewisse Anforderungen gestellt : Da die Verschiebungsströme klein sind ($\approx 10^{-11}$A bei 20 mV/sec und A=1 mm^2), muß der spezifische Widerstand des Isolators groß genug sein, daß in dem betrachteten Gatespannungsbereich der Strom über den Isolator ("Leckstrom") nicht in der Größenordnung des Verschiebungsstroms ist.

Bei großen Potentialfluktuationen ist es nicht mehr möglich, eine Verteilung der Zustandsdichte über der Energie der Bandlücke anzugeben, da bei fester Gatespannung das Oberflächenpotential und damit die Energie der jeweils registrierten Grenzflächenzustände nicht konstant ist.

Die Zustandsdichte kann mit der quasistatischen Kapazitätsmessung nur bei MIS - Strukturen mit $D_{IT} > 5 \cdot 10^9 \ldots 1 \cdot 10^{10}$ cm^{-2}eV^{-1} bestimmt werden. Unterhalb dieser Grenze sind die Differenzen zwischen C_{HF} und C_{LF} zu klein, um daraus D_{IT} genügend fehlerfrei

bestimmen zu können.

Das im folgenden vorgestellte Verfahren erlaubt die Messung niedrigerer Zustandsdichten und stellt außerdem weniger Anforderungen an die MIS - Struktur als die quasistatische Methode.

3.1.2 Das CC-DLTS Verfahren .

Bei dem CC-DLTS Verfahren (Constant Capacitance Deep Level Transient Spectroscopy) wird das Spektrum von Zeitkonstanten der Umladung von Haftstellen gemessen und daraus eine Information über die energetische Lage und die Dichte von Grenzflächen- und Volumenzuständen gewonnen. Das Meßprinzip ist in Bild 10 für p-dotiertes Silizium erläutert.

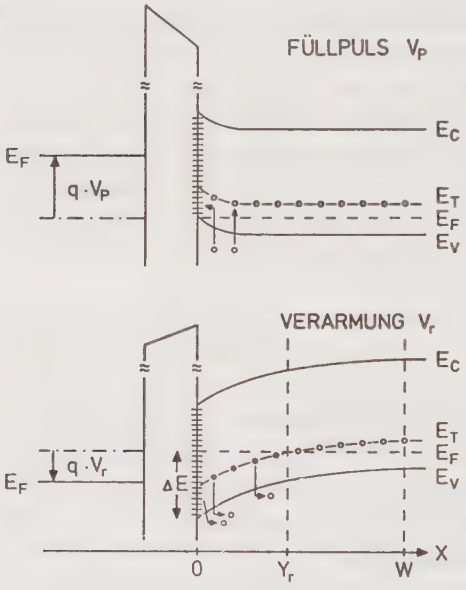


Abbildung 10 : Darstellung des Meßprinzips von CC-DLTS. Durch einen Füllpuls werden Haftstellen in der Raumladungszone und an der Grenzfläche mit Löchern besetzt. Wird anschließend eine Bandverbiegung in Verarmung eingestellt, werden aus Grenzflächen- und Volumenhaftstellen Löcher emittiert.

Mit einem Spannungspuls in Anreicherung werden alle Grenzflächen- und Volumenhaftstellen unterhalb der Fermienergie mit Majoritätsladungsträgern besetzt. Wird anschließend eine Spannung V_r angelegt, daß eine Bandverbiegung in Verarmung besteht, so werden in guter Näherung (Fermifunktion als Sprungfunktion) alle Grenzflächenzustände im Energieintervall ΔE und alle Volumenhaftstellen im Intervall $[0,Y_r]$ durch thermische Anregung Löcher emittieren. $Y_r(E_T)$ ist der Schnittpunkt der Fermienergie mit der Energie E_T des Haftstellenniveaus. Für $Y_r(E_T)$ gilt unter der Annahme einer homogenen Dotierung /58/ :

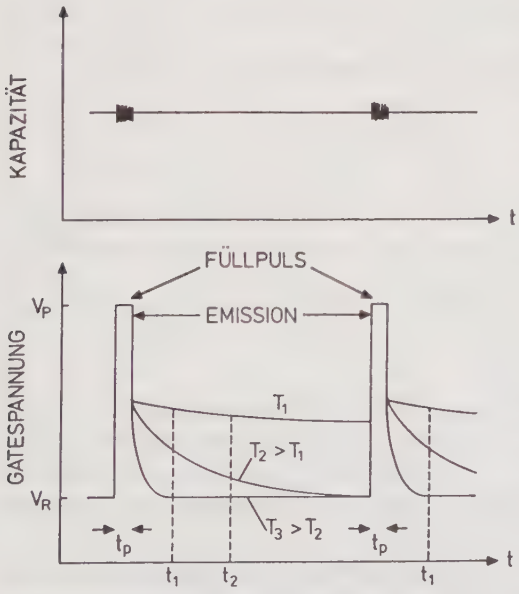
$$W - Y_r(E_T) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \cdot (E_T - E_F)_o}{q^2 \cdot p_o}} \qquad (3.8)$$

$(E_T-E_F)_o$ ist der energetische Abstand zwischen Haftstellen- und Fermienergie im neutralen Bereich des Halbleiters. Unter Voraussetzung reiner Löcheremission ergibt sich, unter Verwendung von Gl.(2.5),(2.8) und (2.9), für die Emissionszeitkonstante τ_e :

$$\frac{1}{\tau_e} = e_p = \sigma_p \cdot v_{th,p} \cdot N_V \cdot \exp\{\frac{E_V - E_T}{kT}\} \qquad (3.9)$$

Aus der Emissionszeitkonstanten kann mit der Kenntnis des Einfangquerschnitts auf die energetische Lage E_T der Haftstelle geschlossen werden.

Die Umladung von Haftstellen in der Raumladungszone bewirkt eine Änderung der MIS-Hochfrequenzkapazität. Wird diese durch ein Rückkopplungssystem auf einem konstanten Wert C_r gehalten, so bewirkt eine Haftstellenumladung eine Änderung der Gatespannung.



Bei dem CC-DLTS Verfahren wird bei konstanter Hochfrequenzkapazität die Ladungsträgeremission aus Haftstellen als Transiente in der Gatespannung V_G registriert. In Abbildung 11 ist der prinzipielle Verlauf der Gatespannung mit der Zeit für drei verschiedene Temperaturen T dargestellt.

Abbildung 11 : Verlauf der Gatespannung bei der CC-DLTS Messung für drei verschiedene Temperaturen. Die Hochfrequenzkapazität wird während der Emission konstant gehalten (nach /58/).

Durch den Füllpuls der Dauer t_p werden Grenzflächen- und Volumenhaftstellen mit Löchern besetzt. In der Zeit zwischen den Besetzungspulsen ist in der MIS - Struktur eine Verarmungsschicht vorhanden, deren HF-Kapazität auf einen konstanten Wert C_r gehalten wird. Das Konstanthalten der Kapazität hat den Vorteil, daß während der Emission die Tiefe der Raumladungszone und damit auch die Größen Y_r und ΔE konstant bleiben. Die Spannungstransiente während der Emission wird nun zu zwei festen Zeiten t_1 und t_2 nach Abschalten des Füllpulses gemessen und daraus die Meßgröße

$$\Delta V_G = V_G(t_1) - V_G(t_2) \tag{3.10}$$

gebildet. Die Emissionszeitkonstante τ_e einer Haftstelle hängt bei fester Energie und festem Einfangquerschnitt nach Gl.(3.9) von der Temperatur T ab. Ist die Temperatur groß genug (T_3 in Bild 11), so ist $\tau_e \gg t_1, t_2$ und die Spannungsdifferenz ΔV_G nahezu Null. Für genügend tiefe Temperaturen (T_1) ist $\tau_e \ll t_1, t_2$ und für ΔV_G gilt dasselbe. Bei maximalem Meßsignal gilt für t_1 und t_2 die Beziehung /59/ :

$$\tau_e = \frac{t_1 - t_2}{\ln t_1 - \ln t_2} \tag{3.11}$$

ΔV_G berechnet sich durch Lösen der Poisson-Gleichung zu /60/ :

$$\Delta V_G(t_1,t_2,T,E_T) = \int_0^{Y_r} \left(\frac{qA}{C_I} + \frac{qx}{\varepsilon_s}\right) \cdot N_T(x) \cdot \left\{ \exp\left(-\frac{t_1}{\tau_e}\right) - \exp\left(-\frac{t_2}{\tau_e}\right) \right\} dx + \tag{3.12}$$

$$+ \frac{qA}{C_I} \int_{E_V}^{E_C} D_{IT}(E) \cdot \left\{ \exp\left(-\frac{t_1}{\tau_e}\right) - \exp\left(-\frac{t_2}{\tau_e}\right) \right\} dE$$

Das erste Integral beschreibt den Einfluß der Umladung von Volumenzuständen und das 2.Integral die Auswirkung der Umladung von Grenzflächenhaftstellen auf die Meßgröße ΔV_G. Die Dichte von Volumen- und Grenzflächenzuständen wird durch Berechnung der Integrale in Gleichung (3.12) erhalten.

Grenzflächenzustände : Die kontinuierliche Verteilung von Grenzflächenzuständen in der Halbleiterbandlücke bewirkt im CC-DLTS Signal eine Überlagerung von vielen Transienten mit unter-

schiedlichen Zeitkonstanten. Der Integrand des 2.Integrals in Gl.(3.12) enthält zwei unbekannte Funktionen der Energie, nämlich die Grenzflächenzustandsdichte und über die Emissionszeitkonstante τ_e den Einfangquerschnitt σ_p. Das grenzflächenbestimmte Integral in Gl.(3.12) ist demnach nicht eindeutig lösbar. Exakt kann das Integral unter der Voraussetzung gelöst werden, daß Zustandsdichte und Einfangquerschnitt in dem Bereich konstant sind, wo der Integrand einen wesentlichen Beitrag liefert. Die Integration ergibt /51,60/ :

$$\int_{E_V}^{E_C} D_{IT}(E)\cdot\{\exp(-\frac{t_1}{\tau_e})-\exp(-\frac{t_2}{\tau_e})\}\,dE = D_{IT}(E_T)\cdot kT\cdot\ln\frac{t_2}{t_1} \qquad (3.13)$$

Den Hauptbeitrag zu diesem Integral liefern Zustände, die sich im Intervall $\pm kT$ um die Energie E_T befinden /58/. Für E_T gilt nach Gl.(3.9) :

$$E_T = kT\cdot\ln(\sigma_p\cdot v_{th,p}\cdot N_V(T)\cdot\tau_e(E_T)) \qquad (3.14)$$

Die Zeitkonstante $\tau_e(E_T)$ ist durch die Gl.(3.11) bestimmt. Kombination von Gl.(3.12) und (3.13) liefert die Grenzfächenzustandsdichte :

$$D_{IT}(E_T) = \frac{C_I}{qA\cdot kT\cdot\ln(t_2/t_1)}\cdot\Delta V_G(t_1,t_2,T,E_T) \qquad (3.15)$$

Volumenzustände : Das erste Integral in Gl.(3.12) kann unter der Voraussetzung, daß die Emissionszeitkonstante vom Ort unabhängig ist, gelöst werden. Für die Abhängigkeit der Volumenhaftstellenkonzentration von der Meßgröße ΔV_G gilt /60/ :

$$N_T = \frac{2\varepsilon_S\cdot\Delta V_G(t_1,t_2,T,E_T)}{q(\exp(-t_1/\tau_e)-\exp(-t_2/\tau_e))\cdot(2\varepsilon_S Y_r A/C_I+Y_r^2)} \qquad (3.16)$$

Die Energielage der Volumenhaftstelle ergibt sich wie bei Grenzflächenzuständen aus Gl.(3.14). Die Volumenzustände können von Grenzflächenzuständen dadurch unterschieden werden, daß sie bei einer diskreten Energie E_T auftreten und daher bei ausreichender Konzentration einen Peak im CC-DLTS Spektrum verursachen.

Die CC-DLTS Methode ist zur Untersuchung von Volumenzuständen auch auf Metall-Halbleiterkontakt anwendbar. Das ist deshalb von Vorteil, da die Fermienergie an der Metall-Halbleiter Grenzfläche gepinnt ist /61/ und daher bei der Haftstellenumladung kein störender Grenzflächenbeitrag zum CC-DLTS Signal auftritt. Für die Volumenhaftstellendichte gilt dann nach Gl.(3.16) mit $C_I \to \infty$:

$$N_T = \frac{2\varepsilon_S \cdot \Delta V_G(t_1,t_2,T,E_T)}{q\{\exp(-t_1/\tau_e)-\exp(-t_2/\tau_e)\}\cdot Y_r^2} \qquad (3.17)$$

Messungen der Zustandsdichte mit CC-DLTS sind gegenüber quasistatischen Messungen zwar aufwendiger, besitzen aber mehrere Vorteile :

Da bei CC-DLTS die Emissionszeitkonstanten von Haftstellen bestimmt werden, die vom relativen Abstand E_V-E_T des Haftstellenniveaus von der Valenzbandkante abhängen, ist die Methode wesentlich weniger empfindlich auf Potentialfluktuationen (vgl. Abb. 8) als das quasistatische Verfahren /33/.

Der spezifische Widerstand einer Isolatorschicht muß nur so groß sein, daß eine fehlerfreie Kapazitätsmessung möglich ist.

Die Empfindlichkeit des CC-DLTS Verfahrens reicht aus, um die Grenzflächenzustandsdichten der z.Zt. besten Si/SiO_2-Grenzflächen (D_{IT}= 1...2·$10^8 cm^{-2}eV^{-1}$) zu bestimmen.

3.2 Bestimmung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit und der Volumengenerationslebensdauer .

Bei Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht in der Raumladungszone einer MIS - Struktur bestimmen die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit und die Generations- oder Rekombinationslebensdauer die Geschwindigkeit, mit der sich (ohne äußere Beeinflussung) das thermische Gleichgewicht wieder einstellt. Die in der Literatur beschriebenen Meßverfahren für die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit bzw. die Volumenlebensdauer unter Verwendung von Dioden- /47/ bzw. Transistorstrukturen /62,63/ scheiden aus, da MIS - Strukturen mit Plasmanitrid Bauelemente sind, die bei niedrigen Temperaturen (∿300°C) hergestellt werden und demnach Hochtemperaturschritte (Diffusion) zur Herstellung

der Teststrukturen unerwünscht sind. Meßverfahren mit Elektronenstrahlen /64/ sind bei den in dieser Arbeit betrachteten Strukturen auszuschließen, da hochenergetische Elektronen eine Veränderung der zu messenden Kenngrößen verursachen können.

In den folgenden zwei Kapiteln werden zwei unabhängige Meßverfahren für die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit beschrieben, die für die in dieser Arbeit behandelten MIS - Strukturen geeignet sind und deren Meßgröße die Hochfrequenzkapazität in tiefer Verarmung ist. Das in Abschnitt 3.2.1 erläuterte Verfahren kann gleichzeitig dazu verwendet werden, die Generationslebensdauer im Halbleitervolumen zu bestimmen .

3.2.1 Messung der Kapazitätsrelaxation in tiefer Verarmung .

Bei der Messung der Kapazitätsrelaxation in tiefer Verarmung /65,66/ wird die Generationsrate von Minoritätsladungsträgern in der Raumladungszone bestimmt. Eine MIS - Struktur, die als ideal im Sinne von Kap. 2.1 angenommen wird, wird durch einen Gatespannungspuls in tiefe Verarmung gepulst (vgl. Abb. 6) und die Generation der Inversionsladung durch Messen der Hochfrequenzkapazität verfolgt. In Abbildung 12 ist die Bandverbiegung im Halbleiter in tiefer Verarmung und nach Einstellen des thermischen Gleichgewichts dargestellt.

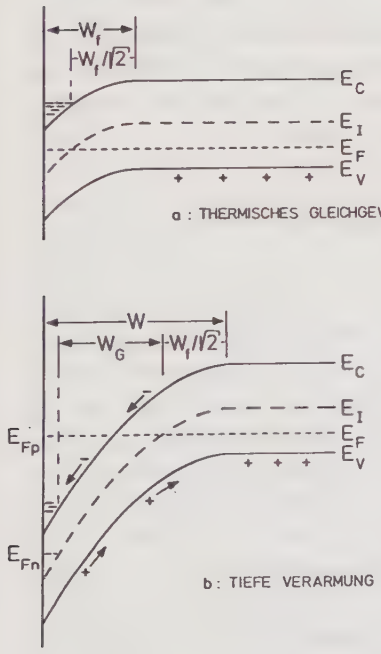


Abbildung 12 : Bandverbiegung einer MIS-Struktur (a) in Inversion im thermischen Gleichgewicht sowie (b) in tiefer Verarmung .

Die Raumladungstiefe W(t) verkleinert sich durch Generation von Minoritätsladungsträgern, die das Halbleitervolumen vom elektrischen Feld im Isolator abschirmen, bis zu dem Gleichgewichtswert W_f. Die Ver-

kleinerung der Raumladungstiefe bewirkt eine Kapazitätstransiente der Dauer t_f bis zum Gleichgewichtswert C_f. Generation tritt im wesentlichen dort auf, wo analog Gl.(2.11) und Gl.(2.12) gilt :

$$n(x) \ll n_i \qquad \text{und} \qquad p(x) \ll n_i \tag{3.18}$$

Die Bedingung (3.18) ist zwischen den Schnittpunkten des Quasiferminiveaus E_{Fp} für Löcher (identisch mit der Gleichgewichtsfermienergie E_F) mit der intrinsischen Energie E_i und des Quasiferminiveaus für Elektronen E_{Fn} mit E_i erfüllt. Für die Energielage von E_{Fn} an der Grenzfläche wird $E_i - \psi_B$ (beginnende Inversion) angenommen. Für die Generationsweite W_G folgt unter der Voraussetzung einer parabolischen Bandverbiegung /67/ :

$$W_G(t) = \sqrt{W(t)^2 - 0.5\ W_f^2} \ - 0.5\sqrt{2} \cdot W_f \tag{3.19}$$

Die Größen W(t) und W_f können analog Gl.(2.27) als Funktion der Hochfrequenzkapazität dargestellt werden :

$$W(t) = \varepsilon_S A\left(\frac{1}{C(t)} - \frac{1}{C_I}\right) \qquad W_f = \varepsilon_S A\left(\frac{1}{C_f} - \frac{1}{C_I}\right) \tag{3.20}$$

Die Messung der Hochfrequenzkapazität in tiefer Verarmung ist ein direktes Maß für die Grenzflächenladung Q(t) pro Flächeneinheit. Für die zeitliche Änderung von Q(t), aufgrund der Generation von Minoritätsladungsträgern, gilt /65/ :

$$\frac{d}{dt} Q(t) = \frac{q \cdot N_A \cdot \varepsilon_S \cdot A}{2C_I} \cdot \frac{d}{dt}\left(\frac{C_I}{C(t)}\right)^2 \tag{3.21}$$

Gl.(3.21) gilt nur dann, wenn die Änderung der Ladung in Grenzflächenzuständen zu vernachlässigen ist. Dies kann angenommen werden, da bereits in sehr kurzer Zeit, verglichen mit der oben definierten Zeit t_f, die Quasifermienergie für Elektronen an der Grenzfläche über die Bandmitte steigt und damit die Umladung von Grenzflächenzuständen beendet wird /68/. Für die zeitliche Änderung der in der Raumladungszone generierten Ladung gilt :

$$\frac{d}{dt} Q(t) = q \cdot \left(\frac{1}{2} s \cdot n_i + \frac{n_i}{2\tau'} \cdot W_G\right) \tag{3.22}$$

Der erste Term beschreibt die Grenzflächengeneration mit einer

Generationsrate $1/2 \cdot s \cdot n_i$ analog Gl.(2.21). Die Größe s ist die Oberflächenrekombinationsgeschwindingkeit einer invertierten Grenzfläche, da die Quasifermienergie für Elektronen, wie oben erwähnt, an der Grenzfläche bereits nach sehr kurzer Zeit oberhalb der Bandmitte liegt und dann keine völlig verarmte Grenzfläche mit $n_S \ll n_i$ vorliegt. Die Größe s ist wesentlich kleiner als der Wert s_o einer verarmten Oberfläche /68/.

Der zweite Term beschreibt die Elektron-Loch-Paarbildung in der Raumladungszone in einem Generationsintervall W_G mit einer Generationsrate $n_i/2\tau'$ analog Gl.(2.16) unter der Annahme einer Haftstelle in Bandmitte. Kombination von Gl.(3.21) und (3.22) ergibt:

$$-\frac{d}{dt}\left(\frac{C_I}{C(t)}\right)^2 = \frac{C_I \cdot n_i}{N_A \cdot \varepsilon_S \cdot A} \cdot \left(s + \frac{1}{\tau'} \cdot W_G\right) \qquad (3.23)$$

Wird die linke Seite von Gl. (3.23) als Funktion von W_G aufgetragen (Zerbst-Plot), so ergibt sich eine Gerade mit einer Steigung, die einer effektiven Lebensdauer τ' entspricht, und ein Ordinatenabschnitt, der durch die Generationsgeschwindigkeit einer invertierten Oberfläche bestimmt ist.

Die effektive Lebensdauer τ' ist nicht identisch mit der gesuchten Volumengenerationslebensdauer τ_o, da das Zerbst-Verfahren eine wesentliche Quelle der Minoritätsladungsträgergeneration vernachlässigt : Durch Pulsen der MIS - Struktur in tiefe Verarmung tritt nicht nur eine Bandverbiegung unter dem Gatekontakt in das Halbleitervolumen auf, sondern auch parallel zur Halbleiter/Isolator Grenzfläche. Da auch parallel zur Grenzfläche das Oberflächenpotential von tiefer Verarmung (unter dem Kontakt) zu $\psi_S = 0$ (sonstiger Halbleiter) übergehen muß, wird zu allen Zeiten $0 < t < t_f$ neben dem Kontakt an der Grenzfläche ein Ort z existieren, an dem Verarmung auftritt. Elektron-Loch-Paare werden dort mit einer Generationsrate $G(z) = 1/2 \cdot s_o \cdot n_i$ generiert und die Minoritätsladungsträger werden entsprechend der Bandverbiegung zur Grenzfläche abfließen. Da s_o wesentlich größer ist als die Generationsgeschwindigkeit s (unter dem Kontakt), ist die Grenzflächengeneration daher lateral neben dem Kontakt wesentlich größer als unter dem Kontakt. Unter Berücksichtigung dieses Effekts folgt für die zeitliche Änderung der Ladung pro Flächeneinheit Q(t), wenn die Breite der lateralen Raumladungszone gleich der

Tiefe der Raumladungszone im Volumen angenommen wird /68,69/ :

$$\frac{d}{dt}Q(t) = q\{\frac{n_i}{2\tau_o}\cdot W_G(\frac{A}{A'} + \frac{1}{4}\cdot\pi W_G\cdot\frac{P}{A'}) + \frac{1}{2}\cdot sn_i\cdot\frac{A}{A'} + \frac{1}{2}\cdot s_o n_i\cdot\frac{W_G P}{A'}\} \quad (3.24)$$

P ist der Umfang des Gatekontaktes und A' ist die Gesamtfläche des Gatekontaktes, d.h. Kontaktfläche A plus die lateral verarmte Fläche. Der erste Term in Gl.(3.24) beschreibt die Volumengeneration pro Gesamtfläche A' anteilmäßig unter dem Kontakt (Generationsvolumen $W_G A$) und in der lateralen Raumladungszone (Generationsvolumen $1/4\cdot\pi W_G^2\cdot P$). Die Grenzflächengeneration wird anteilmäßig unter dem Kontakt (Anteil A/A') mit der Generationsgeschwindigkeit s und lateral (Anteil $W_G P/A'$) mit der Geschwindigkeit s_o berücksichtigt. Mit $A'=A(1+W_G P/A) \approx A$ folgt :

$$\frac{d}{dt}Q(t) = \frac{1}{2}\cdot q\cdot n_i W_G\cdot\{\frac{1}{\tau_o}(1+\frac{\pi}{4}\cdot W_G\cdot\frac{P}{A}) + s_o\cdot\frac{P}{A}\} + q\cdot\frac{1}{2}\cdot sn_i \quad (3.25)$$

Für den Zusammenhang zwischen der effektiven Lebensdauer τ' aus dem Zerbst-Plot und der zu ermittelnden Volumengenerationslebensdauer τ_o folgt aus dem Vergleich von Gl.(3.22) mit (3.25), wenn $\pi/4\cdot W_G\cdot P/A \ll 1$ angenommen wird :

$$\frac{1}{\tau'} = \frac{1}{\tau_o} + s_o\frac{P}{A} \quad (3.26)$$

Die durch einen Zerbst-Plot bestimmte Lebensdauer τ' ist dann gleich τ_o, wenn der Term $s_o P/A$ gegenüber $1/\tau'$ vernachlässigbar ist. Da deswegen eine Zerbst-Auswertung vorteilhafterweise an kleinen P/A-Verhältnissen ($P/A<100cm^{-1}$) durchgeführt wird, kann die Voraussetzung $\pi/4\cdot W_G\cdot P/A\ll 1$ bei Dotierungen $N_A \sim 10^{14}cm^{-3}$ als generell erfüllt angesehen werden. Kombination der Gl.(3.21) und (3.25) liefert :

$$-\frac{d}{dt}(\frac{C_I}{C(t)})^2 = \frac{C_I\cdot n_i\cdot W_G}{N_A\cdot\varepsilon_S\cdot A}\{\frac{1}{\tau_o}(1+\frac{\pi}{4}\cdot W_G\cdot\frac{P}{A}) + \frac{s}{W_G} + s_o\cdot\frac{P}{A}\} \quad (3.27)$$

Da in Gl.(3.27) das Produkt der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit mit dem Umfang/Flächen-Verhältnis des Gatekontakts auftritt, kann durch eine Bestimmung der Generationsrate bei verschiedenen P/A-Verhältnissen auf die Oberflächenrekombina-

tionsgeschwindigkeit s_o geschlossen werden. Eine Korrektur in Gl.(3.27) ist in dem Fall großer P/A-Verhältnisse nötig ($P/A>1000cm^{-1}$), wo die Kapazität der lateralen Raumladungszone mitberücksichtigt werden muß /69/. Der vollständige Zusammenhang zwischen der Kapazitätstransiente C(t) und den Kenngrößen τ_o und s_o lautet :

$$-\frac{1}{(1-RW(t))^2}\frac{d}{dt}\left(\frac{C_I}{C(t)}\right)^2 = \frac{C_I n_i W_G}{N_A \varepsilon_S A}\frac{1}{\tau_o}\left\{\left(1+\frac{\pi}{4}\cdot W_G\cdot\frac{P}{A}\right)+\frac{s}{W_G}+s_o\cdot\frac{P}{A}\right\} \quad (3.28)$$

wobei $R=\pi/2\cdot P/A$ ist und W(t) unter Vernachlässigung eines lateralen Kapazitätsanteils die Raumladungstiefe nach Gl.(3.20) ist.

Gl.(3.28) wurde zur Bestimmung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit verwendet. Für einkristallines Silizium mit nicht zu schlechter Volumengenerationslebensdauer ($\tau_o>10\mu s$) ist bei üblichen Dotierungen ($N_A\approx 10^{15}cm^{-3}$) der Faktor $\pi/4\cdot W_G/\tau_o$ kleiner als 8 cm/sec und kann bei s_o-Messungen an den in dieser Arbeit verwendeten Strukturen im allgemeinen gegenüber s_o vernachlässigt werden. Wird daher

$$-\frac{1}{(1-RW(t))^2}\cdot\frac{d}{dt}\left(\frac{C_I}{C(t)}\right)^2 \text{ als Funktion von } \frac{P}{A} \quad (3.29)$$

aufgetragen, so ist die Steigung der Kurve proportional der gesuchten Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit s_o. Aus dem Ordinatenabschnitt dieser Auftragung kann, unter Verwendung der Rekombinationsgeschwindigkeit s einer invertierten Grenzfläche (vgl. Gl.(3.23)), auf die Volumengenerationslebensdauer τ_o geschlossen werden. Im praktischen Fall ist jedoch die τ_o-Bestimmung aus dem Achsenabschnitt von (3.29) mit einem größeren Fehler behaftet als die Ermittlung von τ' aus einem Zerbst-Plot bei kleinen P/A-Verhältnissen und die Berechnung von τ_o nach Gl.(3.26), wenn s_o bekannt ist.

Für die Anwendung auf MIS - Strukturen mit Siliziumnitrid als Dielektrikum treten verschiedene Störeffekte auf, die im folgenden diskutiert werden.

Störeffekte bei der Messung der Kapazitätsrelaxation :

Die bisherigen Betrachtungen wurden unter der Annahme einer

idealen MIS - Struktur gemacht. Bei realen MIS - Strukturen sind für die Messung der Kapazitätsrelaxation gewisse Voraussetzungen nötig :

a) Der spezifische Widerstand des Isolators muß groß genug sein, daß der Leckstrom durch die Struktur bei den angelegten Gatespannungen wesentlich kleiner ist als der Generationsstrom dQ/dt nach Gl.(3.21). Bei $N_A = 1 \cdot 10^{15} cm^{-3}$, $\tau' = 20\ \mu s$ und $d_I = 100$ nm muß der Leckstrom wesentlich kleiner als $10 nA/cm^2$ sein.

b) Bei den Gatespannungen, die notwendig sind, um in tiefe Verarmung zu pulsen, darf keine nennenswerte Umbesetzung von Isolatorhaftstellen auftreten. Andernfalls verschiebt sich die CV-Abhängigkeit der Struktur längs der Spannungsachse (vgl. Abb. 7.3) und die tiefe Verarmung wird nicht aufrechterhalten.

c) Die Bestimmung von s_o und τ_o durch Messung der Kapazitätsrelaxation ist in dem Fall einer über das gesamte Substrat invertierten Grenzfläche (z.B. $Q_F \gg 0$ und p-Si) nicht möglich. Das Generationsvolumen ist, durch den leitenden Kanal längs der Grenzfläche und durch die Bandverbiegung überall an der Grenzfläche, nicht mehr auf den Bereich unter der Gateelektrode beschränkt. Durch das sehr große Generationsvolumen erfolgt nach dem Gatespannungspuls eine quasi sprunghafte Einstellung des thermischen Gleichgewichts. Das Generationsvolumen kann in diesem Fall, wie in Abbildung 13 dargestellt, durch eine zusätzliche Abschirmelek-

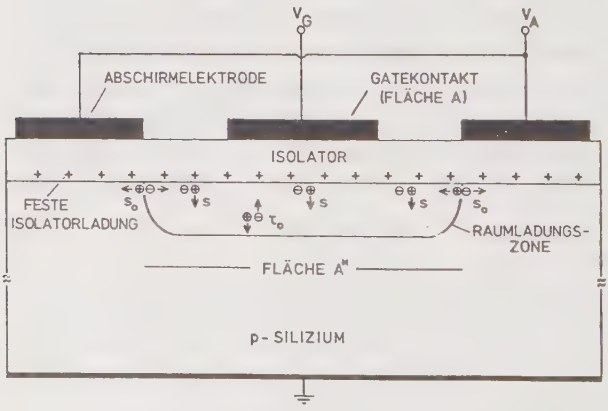


Abbildung 13 : Generationsprozesse in einer MIS-Struktur mit p-Si und festen positiven Isolatorladungen nach einem Gatespannungspuls in tiefe Verarmung. Das Generationsvolumen wird durch Abschirmelektroden in Anreicherung begrenzt. Die die Generationsraten bestimmenden Größen s_o, s und τ_o sind eingezeichnet.

trode auf der Isolatoroberseite um die Gateelektrode herum begrenzt werden. An die Abschirmung wird eine Spannung angelegt, die Anreicherung im Halbleiter bewirkt. Der Abstand zwischen Abschirmelektrode und Gateelektrode ist, technologisch bedingt, größer als typische Raumladungstiefen von etwa 1 µm. In diesem Fall findet die Volumen- und Grenzflächengeneration in einer (bis zur Abschirmelektrode) verbreiterten Fläche $A^* > A$ statt (vgl. Abbildung 13) und die entsprechenden Generationsterme in Gl. (3.25) verändern sich um einen Faktor A^*/A. Die Grenzflächengeneration in der lateral verarmten Raumladungszone (Geschwindigkeit s_o) bleibt gleich, wenn der vergrößerte Umfang P^* etwa gleich dem Umfang P des Gatekontakts ist. Gleichung (3.25) verändert sich demnach zu:

$$\frac{d}{dt}Q(t) = \frac{1}{2}\cdot q\cdot n_i W_G\cdot\left\{\frac{1}{\tau_o}\left(\frac{A^*}{A}+\frac{\pi}{4}\cdot W_G\cdot\frac{P}{A}\right)+s_o\cdot\frac{P}{A}\right\}+q\cdot\frac{A^*}{2A}\cdot sn_i \qquad (3.30)$$

Physikalisch bedeutet dies, daß alle neben dem Kontakt generierten Ladungsträger unter den Kontakt fließen. Für die zeitliche Änderung der Grenzflächenladungen Q(t) unter dem Gatekontakt (Gl. (3.21)) muß demnach die vergrößerte Fläche A^* eingesetzt werden :

$$\frac{d}{dt}Q = \frac{q\cdot N_A\cdot\varepsilon_S\cdot A}{2C_I^*}\cdot\frac{d}{dt}\left(\frac{C_I^*}{C(t)}\right)^2 \quad \text{mit} \quad C_I^*=\frac{A^*}{A}C_I \qquad (3.31)$$

Findet eine Rekombination der generierten Ladungsträger auf dem Weg zum Gatekontakt statt, d.h. ist ein genügend großer Serienwiderstand der Inversionsschicht gegeben, ist dieser Formalismus ungültig.

Die Flächenvergrößerung A^*/A kann aus dem Endwert C_f der Kapazitätstransiente im Vergleich zum theoretischen Endwert C_{MIN} (vgl. Gl. (2.27)) unter Verwendung von Gl. (2.22) ermittelt werden :

$$\frac{C_f}{C_{MIN}} = \frac{A^*}{A}\cdot\frac{C_I + C_{SC}}{C_I + C_{SC}^*} \qquad (3.32)$$

C_{SC}^* ist die Raumladungskapazität bezogen auf die Fläche A^*. Auflösung von Gl.(3.32) nach A^*/A mit Gl.(2.23) und (2.27) lie-

fert :

$$\frac{A}{A^*} = \frac{C_{MIN}}{C_f}\left(1+\frac{\varepsilon_S \cdot d_I}{\varepsilon_I \cdot W_f}\right) - \frac{\varepsilon_S \cdot d_I}{\varepsilon_I \cdot W_f} \qquad (3.33)$$

Wenn der aus dem C_{MIN}/C_f-Verhältnis ermittelte Flächenfaktor A^*/A mit der aus dem Abstand Abschirmelektrode-Gateelektrode bestimmbaren Flächenvergrößerung übereinstimmt, ist die Annahme eines vernachlässigbaren Schichtwiderstands der Inversionsschicht gerechtfertigt. Für Isolatordicken $d_I \leq 90$ nm, niedrige Dotierungen ($N_A \leq 2 \cdot 10^{15} cm^{-3}$) und nicht zu große Flächenverhältnisse ($A^*/A \leq 1.5$) kann Gl. (3.33) vereinfacht werden :

$$A^*/A = C_f/C_{MIN} \qquad (3.34)$$

Der Vergleich der Gl. (3.30) und (3.31) mit (3.21) und (3.25) zeigt, daß eine Bestimmung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit aus der Auswertung der Kapazitätsrelaxation in tiefer Verarmung mit verschiedenen P/A-Verhältnissen bei einer lateralen Ankopplung einer Inversionsschicht richtig bleibt, wenn für die Isolatorkapazität C_I ein vergrößerter Wert C_I^* eingesetzt wird. Die Bestimmung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit s_o (vgl. Kap. 7) wurde unter Verwendung der Gl. (3.28) und (3.29) durchgeführt, wobei die Isolatorkapazität C_I durch eine nach Gl.(3.34) ermittelte Fläche A^* korrigiert wurde.

3.2.2 Messung der Generationsrate in tiefer Verarmung .

Durch Messung der Generationsrate in tiefer Verarmung kann ebenfalls die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ermittelt werden. Das Verfahren wurde von Pierret, Small und Grossman /70,71,72/ entwickelt , ist auf MIS - Strukturen mit Siliziumnitrid als Isolator anwendbar und wird im folgenden kurz erläutert.

Die Messung erfolgt an "gate-kontrollierten" Strukturen, d.h. die Meßgröße V_D an einem (Drain-)Kontakt wird durch die (Gate-) Spannung V_G an einem rechteckigen (Gate-)Kontakt der Länge L kontrolliert. In Bild 14 ist ein Querschnitt durch die Struktur gezeigt. Im Gegensatz zu der Messung der Kapazitätsrelaxation funktioniert diese Methode nur dann, wenn längs der Halbleiter/Isolator Grenzfläche, zwischen Gate und Drain, ein permanenter

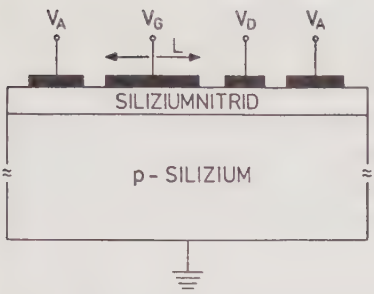


Abbildung 14 : Querschnitt durch eine gate-kontrollierte MIS-Struktur mit Siliziumnitrid als Isolator. Die Drainelektrode wird in tiefe Verarmung gepulst.

Inversionskanal besteht (bei Siliziumnitrid durch $Q_F > 0$ erfüllt). Zur Abschirmung des übrigen Halbleiters ist um Gate und Drain eine Abschirmelektrode angebracht, die in Anreicherung (V_A) vorgespannt wird. Die Generationsrate wird am Drainkontakt gemessen und ist abhängig von der Gatespannung. Die Drainelektrode wird durch einen Spannungspuls auf einen Kapazitätswert C_1 in tiefe Verarmung gepulst. Die Kapazität C_1 wird durch ein Rückkopplungssystem konstant gehalten. Die Rückkopplungsspannung, die notwendig ist, um den Ungleichgewichtszustand aufrechtzuerhalten, ist ein Maß für die Anzahl der generierten Ladungsträger, die an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche unter dem Drainkontakt gesammelt werden. Bei konstanter Generationsrate G ist die rückgekoppelte Spannungsrate $R_D = dV_D/dt$ konstant und es gilt :

$$G = \frac{C_I \cdot R_D}{q} \qquad (3.35)$$

Da Gate und Drain durch einen leitenden Inversionskanal verbunden sind, werden auch unter dem Gate generierte Elektron-Loch Paare registriert. Die Generation unter dem Gate ist allerdings von der Lage des Ferminiveaus an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche in diesem Bereich abhängig. Ist eine Gatespannung angelegt, so daß die Fermienergie

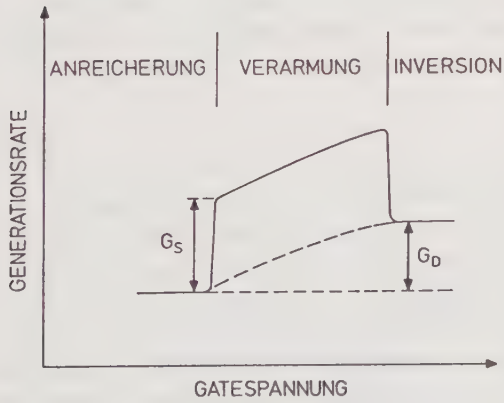


Abbildung 15 : Schematischer Verlauf der am Drainkontakt gemessenen Generationsrate als Funktion der Gatespannung.

gie an der Grenzfläche annähernd in Bandmitte ist, so wird unter dem Gatekontakt verstärkt Oberflächengeneration auftreten. Aus einer Auftragung $G=f(V_G)$, in Abbildung 15 schematisch dargestellt, kann daher auf s_o geschlossen werden. Beim Übergang von Anreicherung nach Verarmung steigt die Generationsrate um einen Anteil G_S, da in Verarmung Ladungsträger an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche mit der Geschwindigkeit s_o generiert werden. Da in Inversion die Bedingung $n_s \ll n_i$ nicht mehr erfüllt ist, wird dort die Generation annähernd wieder um G_S kleiner. Der Unterschied G_D der Generationsraten in Anreicherung und Inversion ist eine Folge der mit wachsender Gatespannung größer werdenden Raumladungszone unter dem Gatekontakt. Die aus G_S bestimmbare Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit s_o' ergibt sich nach Gl.(2.21) :

$$s_o' = \frac{2G_S}{Z \cdot L \cdot n_i} \tag{3.36}$$

Z ist die Breite des rechteckigen Gatekontakts. Die unter dem Gatekontakt generierten Minoritätsladungsträger können, abhängig von der Gatelänge L, auf dem Weg zum Draingebiet rekombinieren und dadurch in der Spannungsrate R_D nicht registriert werden. Die Größe s_o' ist demnach kleiner oder gleich der gesuchten Geschwindigkeit s_o.

Unter Berücksichtigung dieses Effekts wurde von Pierret /71/ mit der Annahme einer charakteristischen Länge L_S, nach der ein Minoritätsladungsträger auf dem Weg zum Draingebiet im Mittel rekombiniert, eine Berechnung der Abweichung des gemessenen Werts s_o' von s_o als Funktion der Gatelänge durchgeführt. Das Ergebnis ist eine theoretische, nicht geschlossen darstellbare Funktion der Form /71,72/ :

$$\frac{s_o'}{s_o} = f\left(\frac{L}{L_S}\right) \tag{3.37}$$

Wird die Generationsgeschwindigkeit s_o' bei verschiedenen Gatelängen L nach Gl.(3.36) bestimmt, so können durch Anpassung der experimentellen (s_o', L)-Paare an die theoretische Kurve (Gl. (3.37)) die Werte für s_o und L_S ermittelt werden.

Dieses Verfahren unterliegt denselben Einschränkungen bezüglich Leckstom der MIS - Struktur bzw. Haftstellen im Isolator wie die

Messung der Kapazitätsrelaxation (vgl. Kap. 3.2.1). Es tritt jedoch eine zusätzliche Einschränkung auf: Die Position der Quasifermienergie für Elektronen (p-Halbleiter) an der Grenzfläche unter dem Gatekontakt ist ortsabhängig und sinkt in der Bandlücke zum Drainbereich hin ab /71/. Werden die Grenzflächenzustände unterhalb der Fermienergie als besetzt angenommen, so resultiert eine Ladungsänderung in Grenzflächenzuständen entlang des Gatebereichs. Die Grenzflächenzustandsdichte darf nicht so groß sein, daß diese Ladungsänderung in Grenzflächenzuständen aufgrund der Änderung der Quasifermienergie für Elektronen an der Grenzfläche entlang der Gateelektrode zu einer Variation der Raumladungsweite führt. Wird die in /71/ beschriebene Abschätzung auf 100 nm dickes Siliziumnitrid als Isolator auf Silizium einer Dotierung $N_A \leq 8 \cdot 10^{15} cm^{-2} eV^{-1}$ angewendet, so ergibt sich als kritische Zustandsdichte $D_{IT} \geq 1 \cdot 10^{12} cm^{-2} eV^{-1}$.

4. EXPERIMENTELLE DURCHFÜHRUNG .

In diesem Kapitel wird in Abschnitt 4.1 die Herstellung der MIS - Strukturen und daran anschließende Nachbehandlungen (Temperung, UV-Bestrahlung, Elektronenbestrahlung) beschrieben. In Abschnitt 4.2 wird der Aufbau der Meßplätze für die in Kapitel 3 beschriebenen Meßmethoden vorgestellt.

4.1 Herstellung der MIS - Strukturen mit Siliziumnitrid als Dielektrikum .

Der Aufbau des Isolators der MIS - Kondensatoren ist weitgehend identisch mit der Schichtfolge einer Inversionsschicht-Solarzelle mit Siliziumnitrid /12,73/. Auf dem Siliziumsubstrat befindet sich eine 1.0...1.5 nm dicke Siliziumoxidschicht, überdeckt von 50...100 nm Siliziumnitrid. Anschließend wurde der Rück- und Vorderseitenkontakt aufgedampft. Die zur Messung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit verwendeten Vorderseitenkontakte wurden photolithographisch definiert, ansonsten wurden Aufdampfmasken verwendet.

4.1.1 Behandlung des Siliziumgrundmaterials vor der Nitrid - abscheidung .

Als Substrat wurde einkristallines Silizium mit 100-Orientierung, p-dotiert (Bor), und einem spezifischen Widerstand zwischen 2 Ωcm und 6 Ωcm (entsprechend einer Dotierung von $8 \cdot 10^{15} cm^{-3}$ bis $2 \cdot 10^{15} cm^{-3}$) verwendet. Die Siliziumsubstrate waren auf der Seite des ohm'schen Kontakts geläppt, auf der anderen geläppt und poliert. Die Dicke der Substrate betrug etwa 300 µm.

Vor der Herstellung der Isolatoren wurden die Siliziumsubstrate nach folgendem Verfahren gereinigt :

Das Entfernen der organischen Verunreinigungen wurde durch Kochen in Trichloräthylen und Aceton (je 20 min) gewährleistet.

Das Entfernen des natürlichen Oxids des Siliziums wurde durch einen Ätzschritt in Flußsäure durchgeführt. Die Substrate wurden etwa 45 sec in Flußsäure geätzt, anschließend wurde die Konzen-

tration auf ≤3% herabgesetzt, die Siliziumscheiben entnommen und in bidestilliertem Wasser gespült. Durch diesen Schritt wurde auf dem Silizium das natürliche Oxid entfernt, so daß in den nachfolgenden Prozessen eine konstante Oxiddicke eingestellt werden kann /73/.

Das Entfernen von anorganischen Verunreinigungen erfolgte durch eine Peroxidreinigung mit folgenden Schritten :

a) Ätzen in einem Gemisch von NH_4OH, H_2O_2 (30%) und H_2O (1:1:1.5) bei 80°C für 20 min .
b) Spülen in bidestilliertem Wasser.
c) Ätzen in einem Gemisch aus HCl (34%),H_2O_2 (30%) und H_2O (1:1:1.5) bei 80°C für 20 min .
d) Spülen in bidestilliertem Wasser.

Anschließend wurden die Siliziumscheiben zum Entfernen von Wasserrückständen kurz in Aceton gekocht.

Nach dem Reinigungsprozeß wurde das 1.0...1.5 nm dicke Siliziumoxid in einem widerstandsbeheizten Einzonenofen mit Quarzrohr bei 525°C für 15 min formiert. Als Atmosphäre wurde ein Gemisch von Sauerstoff (Reinheit 99.8%) und Stickstoff (Reinheit 99.99%) verwendet. Die erhaltene Oxiddicke wurde mit einem Laserellipsometer bei 632.8 nm nach dem in /73/ beschriebenen Verfahren bestimmt, wobei ein Brechungsindex von 1.45 (SiO_2) angenommen wurde. Ist der Brechungsindex größer (z.B. für SiO: 2.0), sind die Oxiddicken etwa um 0.3 nm bis 0.4 nm geringer als die gemessenen Werte. Die Struktur des dünnen Oxids wurde durch Augerelektronen- und Elektronenenergieverlustspektroskopie untersucht und ist ausführlich in /74,75/ beschrieben. Es wurde das Vorhandensein unvollständig ausgebildeter Si-O Bindungen sowie ein Siliziumüberschuß nachgewiesen .

4.1.2 Abscheiden von Nitridschichten .

Die Siliziumnitridschichten wurden durch ein CVD (Chemical Vapor Deposition) Verfahren aus der Gasphase abgeschieden. Dies erfolgte entweder durch Pyrolyse bei Temperaturen von 620°C-900°C, oder - bei den meisten untersuchten Strukturen - bei niedrigeren Temperaturen (220°C-650°C), wobei die Reaktionsenergie durch eine Glimmentladung ("Plasma") zugeführt wird. Das bei

hohen Temperaturen hergestellte Nitrid wurde bei Atmosphärendruck abgeschieden. Dieser Prozeß wird im folgenden zur Unterscheidung von Niederdruckverfahren mit APCVD (Atmospheric Pressure Chemical Vapor Deposition) bezeichnet. Für das Abscheideverfahren bei niedrigeren Temperaturen wird in der Literatur die Abkürzung PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) verwendet. Für die nach diesem Verfahren hergestellten Nitridschichten wird in dieser Arbeit der Begriff Plasma-Siliziumnitrid verwendet.

Nitridschichten nach dem APCVD-Verfahren wurden in einem widerstandsbeheizten Dreizonenofen mit Quarzrohr hergestellt. In Bild 16 ist der Querschnitt des Ofens dargestellt. Als Reaktionsgase

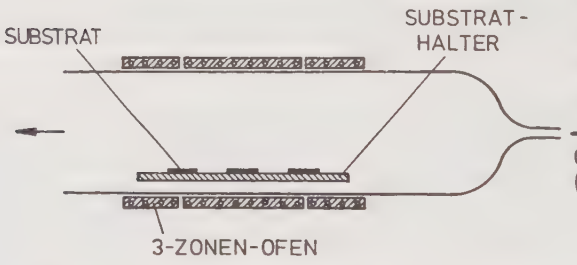


Abbildung 16 : Querschnitt der Anordnung zur Abscheidung von APCVD Siliziumnitrid.

wurden 2% Silan in Stickstoff, 100% Ammoniak sowie Stickstoff als Trägergas verwendet. Ihre Flußraten wurden in einer externen Gasversorgung mittels Durchflußmessern mit Schwebekörpern einjustiert. Das Verhältnis der Durchflußraten SiH_4:NH_3 betrug 1:500. Die Substrate wurden unter Stickstoffluß eingefahren, danach wurden die Reaktionsgase zugeschaltet. Siliziumnitrid bildet sich nach folgender Reaktion :

$$3\ SiH_4 + 4\ NH_3 \rightarrow Si_3N_4 + 12\ H_2$$

Die Beschichtungsrate ist abhängig von der Beschichtungstemperatur und beträgt zwischen 3 nm/min bei 620°C und 14 nm/min bei 900°C.

Für die Abscheidung nach dem PECVD-Verfahren wurden zwei verschiedene Plasmareaktoren verwendet. Der überwiegende Teil der Siliziumnitridschichten wurde in einem modifizierten Plasmareaktor vom Typ Planar Etch II der Firma Technics West hergestellt. Ein Querschnitt des Reaktors ist in Bild 17 gezeigt. Eine ausführliche Beschreibung der Anlage ist in /73/ gegeben.

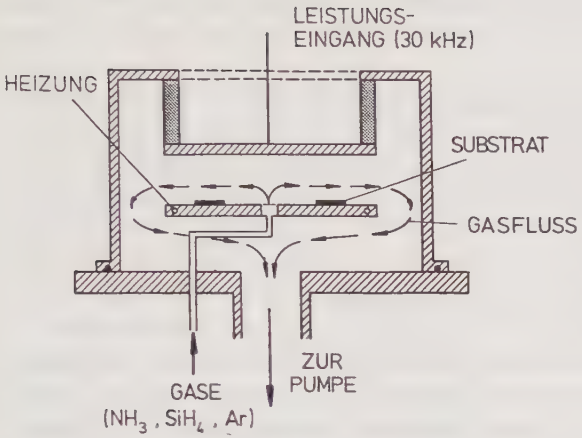


Abbildung 17 : Querschnitt des Plasmareaktors (Technics Planar Etch II) zur Herstellung von PECVD Siliziumnitridschichten .

Die verwendeten Gase waren 2% Silan in Argon und 100% Ammoniak. Die Durchflußraten wurden ebenfalls mittels Durchflußmessern mit Schwebekörpern bestimmt, das Verhältnis SiH_4:NH_3 betrug 1:25. Der Druck in der Abscheidekammer war etwa 1.2-1.5 mbar. Die Leistung des Senders einer Frequenz 30 kHz wird kapazitiv in das Plasma eingekoppelt und betrug zwischen 100 W/m^2 und 650 W/m^2. Eine Nitridabscheidung wurde nach folgendem Verfahren durchgeführt :

a) Einlegen der Substrate auf die heiße Substratplatte .
b) Evakuieren auf 10^{-1} mbar .
c) Einleiten der Reaktionsgase, Einstellen des Arbeitsdrucks, 5 min zur Einstellung von Gleichgewichtsverhältnissen warten, Zünden des Plasmas .
d) Nach Ablauf der Abscheidezeit Stoppen der Entladung, Abschalten der Gase und Belüften des Reaktors mit Stickstoff .

Die Beschichtungsrate ist abhängig von der eingekoppelten Leistung und betrug zwischen 3.5 nm/min bei 100 W/m^2 und 10 nm/min bei 650 W/m^2.

In diesem Reaktor konnten Beschichtungen nur bis zu maximal 350°C Abscheidetemperatur durchgeführt werden. Für die Abscheidung von Plasmanitridschichten bei höheren Temperaturen wurde ein kommerzieller Plasmareaktor der Firma Advanced Semiconductor Materials verwendet. Die zur Abscheidung verwendeten Gase waren 100% Silan und 100% Ammoniak, das SiH_4:NH_3 Verhältnis betrug 1:13 und der Abscheidedruck 1.2 mbar. Die Leistungsdichte des Plasmas betrug etwa 160 W/m^2 bei einer Frequenz von 450 kHz. Eine aus-

führliche Beschreibung des Plasmareaktors ist in /76/ gegeben.

Die Beschichtungen nach dem PECVD-Verfahren wurden - sofern nicht speziell angegeben - in dem Technics Planar Etch II Reaktor durchgeführt.

Die Dicken und Brechungsindices der Siliziumnitridschichten wurden mit einem Laserellipsometer, Typ Ellipsometer II der Firma Applied Materials, bei einer Wellenlänge von 632.8 nm gemessen.

4.1.3 Metallisierung der Strukturen .

Nach der Siliziumnitridabscheidung wurde der ohm'sche Rückseitenkontakt durch Aufdampfen von Aluminium einer Dicke von etwa 0.5 µm aus einem thermisch beheizten Wolframschiffchen hergestellt. Der Rückseitenkontakt war für die verwendeten Meßverfahren niederohmig genug, um auf ein Einlegieren der Aluminiumschicht verzichten zu können.

Die Gatekontakte zur Messung der Grenzflächenzustandsdichten wurden hauptsächlich durch thermische Aluminiumaufdampfung (Dicke ca. 0.5 µm) mittels Aufdampfmasken definiert. Das Aufdampfen durch Masken - d.h. die Vermeidung von Photolithographie - hat den Vorteil, daß Rückstände von naßchemischen Ätzverfahren auf der Probenoberseite vermieden werden, über die störende Oberflächenströme zusätzlich zu den kleinen Meßströmen der quasistatischen Messung fließen können.

Für die Messung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit und der Volumengenerationslebensdauer wurden Gatekontakte mit verschiedenen Flächen/Umfang-Verhältnissen durch ganzflächiges thermisches Aufdampfen von Aluminium und daran anschließende Definition der Struktur mittels Photolithographie hergestellt. Eine ausführliche Beschreibung der Strukturen und Prozesse ist in /77/ gegeben.

Für UV-Bestrahlungsversuche an MIS - Strukturen wurden halbtransparente Goldkontakte von etwa 20...30 nm Dicke aus thermisch beheizten Wolframschiffchen unter Verwendung von Aufdampfmasken aufgedampft. Neben der Probenoberseite wurde gleichzeitig ein Glasscheibchen metallisiert, um die Transmission des Metallfilms bestimmen zu können (vgl. Kap. 4.2.4).

Die Dicken der Metallfilme wurden durch ein Talystep-Meßgerät

der Firma Taylor Hobson gemessen.

4.1.4 Prozesse nach der Herstellung der MIS - Strukturen .

Die fertigen MIS - Strukturen wurden verschiedenen Nachbehandlungen unterworfen, die im folgenden kurz aufgelistet werden :

Temperung : Die MIS - Strukturen wurden in einem widerstandsbeheizten Dreizonenofen mit Quarzrohr getempert. Die Temperung erfolgte - sofern nicht anders aufgeführt - in Stickstoff.

UV-Bestrahlung : MIS - Strukturen mit halbtransparenten Gatekontakten wurden einer UV-Bestrahlung mit Photonenenergien $h\nu \leq 5.3$ eV ausgesetzt. Der Strahlengang der Anordnung sowie experimentelle Details sind in Abschnitt 4.2.4 beschrieben.

Elektronenbestrahlung : Die Elektronenbestrahlung wurde mit einem Rasterelektronenmikroskop, Typ Autoscan No.50 der Firma ETEC Cooperation, durchgeführt. Die Elektronenenergie betrug 30 keV.

4.2 Aufbau des Kapazitätsmeßplatzes für MIS - Strukturen .

4.2.1 Die simultane hochfrequente und quasistatische Kapazitätsmessung .

MIS - Strukturen mit Siliziumnitrid besitzen - wie bereits in Kapitel 2.1 erwähnt - eine hohe Konzentration an Isolatorhaftstellen. Während der Messung der Kapazitäts-Spannungsabhängigkeit kann durch Umladung von Isolatorhaftstellen eine Verschiebung längs der Spannungsachse erfolgen (vgl. Abb. 7.3). Aus diesem Grund muß die Niederfrequenz-CV- und die Hochfrequenz-CV-Kurve gleichzeitig gemessen werden, um ein Übereinstimmen der Spannungsachse zu gewährleisten. Das Blockschaltbild des Aufbaus ist in Abbildung 18 dargestellt. Die Hochfrequenzkapazität wird durch eine 1 MHz Kapazitätsmeßbrücke (Boonton 72 BD) ermittelt. Der Verschiebungsstrom durch den MIS-Kondensator, verursacht durch eine langsam ansteigende Gatespannung, wird durch ein Keithley Elektrometer 602 C gemessen. Durch einen 1 MHz Serienkreis ($C \approx 3.6$nF, $L = 6.5\mu$H) wird der Hochfrequenzanteil des Meßsignals der Kapazitätsmeßbrücke zugeführt und der niederfrequente Anteil abgeblockt. Die Kapazität des Sperrkreises muß einen sehr hohen

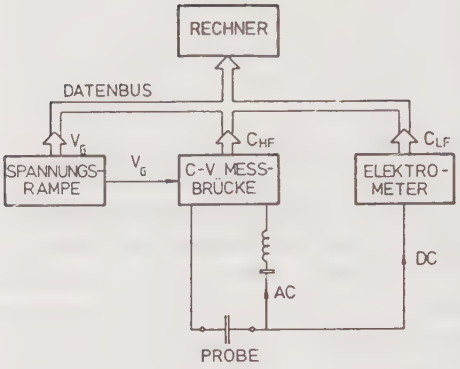


Abbildung 18 : Blockschaltbild des Meßaufbaus für die simultane hochfrequente- und quasistatische Kapazitätsmessung.

ohm'schen Widerstand besitzen. Alle Verbindungen sind koaxial abgeschirmt. Die Spannungsrampe liefert stufenlos Spannungsraten zwischen 0.2 mV/sec und 100 V/sec, typische Werte sind dV_G/dt = 10...30 mV/sec.

Spannung, Strom und Kapazität werden über einen IEEE-488-Bus einem Rechner (HP 9825A) zugeführt, der gleichzeitig die Steuerung der Meßwertaufnahme und die Auswertung der Daten übernimmt. Die Verschiebungsströme werden im Rechner zur Erhöhung des Signal-Rausch-Abstands über ein gewisses Spannungsintervall gemittelt. Mit der Anordnung können Ströme bis zu $1 \cdot 10^{-14}$A aufgelöst werden.

Die Zustandsdichte ist durch die drei Meßgrößen C_{LF}, C_{HF} und C_I bestimmt. Die Niederfrequenzkapazität wird dadurch ermittelt, daß der Strom in relativen Einheiten gemessen und unter der Voraussetzung, daß in Anreicherung C_{LF} und C_{HF} gleich sind, ein Proportionalitätsfaktor 1/a mit C(Anreicherung)=(1/a)·I berechnet wird. Aus den gemessenen Daten wird das Oberflächenpotential als Funktion der Gatespannung und die Grenzflächenzustandsdichte als Funktion des Oberflächenpotentials nach den in Kapitel 3 aufgeführten Gleichungen bestimmt und über einen Plotter (HP 7470A) ausgegeben.

Alle in dieser Arbeit gezeigten Grenzflächenzustandsdichten sind - sofern nicht anders angegeben - durch eine quasistatische Kapazitätsmessung ermittelt.

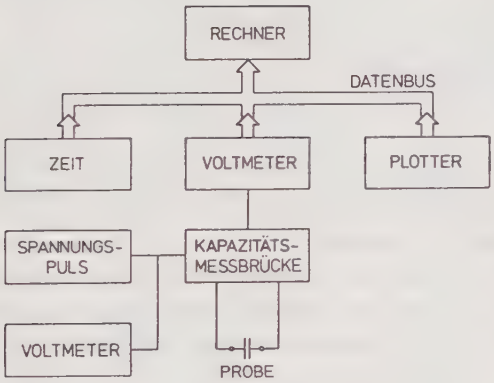
4.2.2 Das CC-DLTS Verfahren .

Die CC-DLTS Messungen wurden mit freundlicher Unterstützung von Dr. K.Hofmann am Institut für angewandte Physik der Universität Erlangen durchgeführt. Eine ausführliche Beschreibung des experi-

mentellen Aufbaus ist in /58/ enthalten.

4.2.3 Anordnung zur Messung der Kapazitätsrelaxation und der Generationsrate in tiefer Verarmung .

In Abbildung 19 ist das Blockschaltbild des Aufbaus zur Messung der Kapazitätsrelaxation dargestellt. Die MIS - Struktur wird durch einen Spannungspuls in tiefe Verarmung gepulst. Eine Hochfrequenzmeßbrücke (Boonton 72 BD) bestimmt die Hochfrequenzkapazität. Die Kapazitätswerte werden über den Analogausgang der Meßbrücke mit einem schnellen Systemvoltmeter (HP 3437A) registriert und mittels IEEE-488-Datenbus in einem Rechner gespeichert. Gleichzeitig wird durch Vorgabe der Meßintervalle an das Systemvoltmeter eine Zeitskala definiert.



Die Pulshöhe kann stufenlos bis 50 Volt eingestellt werden, typische Werte lagen bei 6...8 Volt. Die Zeitintervalle der Kapazitätsmessung können maximal bis zur Einstellzeitkonstanten des Kapazitätsmeßgeräts (1 ms) verkleinert werden.

Abbildung 19 : Blockschaltbild der Anordnung zur Messung der Kapazitätsrelaxation in tiefer Verarmung .

In Abbildung 20 ist der schematische Aufbau zur Messung der Generationsrate in tiefer Verarmung dargestellt. Der wesentliche Teil dieser Anordnung ist ein Rückkopplungssystem, das durch den Analogausgang des Kapazitätsmeßgeräts angesteuert wird und die Gatespannung so nachregelt, daß die Hochfrequenzkapazität konstant bleibt. Das Schaltbild und technische Daten des Rückkopplungssystems sind aus dem Anhang dieser Arbeit zu entnehmen. Der Rückkopplungsspannung (max. $\pm$15 V) kann eine Festspannung (max. $\pm$100 V) aufaddiert werden, um auch bei MIS - Strukturen mit

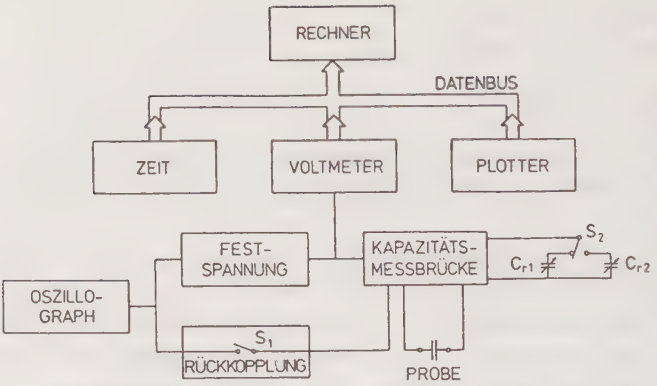


Abbildung 20 : Blockschaltbild der Anordnung zur Messung der Generationsrate in tiefer Verarmung .

Flachbandspannungen $V_{FB} \ll 0$ oder $V_{FB} \gg 0$ in den Gatespannungsbereich von Verarmung bzw. tiefer Verarmung zu gelangen.

Die Vorgabe des Kapazitätswerts erfolgt durch variable Kondensatoren C_{r1} und C_{r2}. Für C_{r1} wird ein Kapazitätswert in Verarmung und für C_{r2} ein Wert in tiefer Verarmung (d.h. $C_{r2} < C_{MIN}$) gewählt. Durch Umschalten des Schalters S_2 von C_{r1} nach C_{r2} wird bei eingeschalteter (S_1) Rückkopplung ein - der Anstiegszeit des Rückkopplungssystems entsprechender - Gatespannungspuls verursacht, der die MIS - Struktur auf einen Kapazitätswert C_{r2} in tiefe Verarmung pulst und diesen konstant hält. Zur Aufrechterhaltung des Kapazitätswerts C_{r2} muß die Gatespannung nachgeführt werden, dies wird von einem schnellen Systemvoltmeter (HP 3437A) gemessen. Die Zeitbasis wird wie im Fall der Kapazitätsrelaxationsmessung definiert. Die Rückkopplungsspannung wird durch einen Oszillographen kontrolliert, um evt. Schwingungen in der Rückkopplungsschleife feststellen zu können.

4.2.4 Anordnung zur UV - Bestrahlung von MIS - Strukturen .

In Abbildung 21 ist der Aufbau zur UV-Bestrahlung einer MIS - Struktur mit zwei Dielektrika (wie in Kapitel 6 verwendet) dargestellt. Als Lichtquelle wurde eine 200 W Quecksilber-Höchstdrucklampe der Firma Osram verwendet, die Photonen einer Energie ≤ 5.3 eV aussendet. In den Stahlengang können zur Begrenzung der Photonenenergie optische Filter eingebracht werden. Die Hochfrequenzkapazität der Probe wird während der Bestrahlung durch ein Kapazitätsmeßgerät gemessen. Für UV-Bestrahlungen unter Aufrecht-

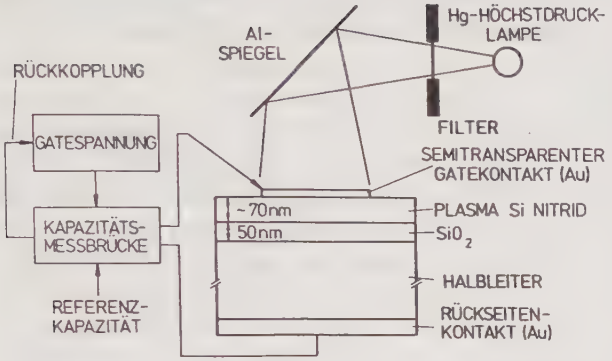


Abbildung 21 : Experimenteller Aufbau zur UV-Bestralung von MIS-Strukturen. Der Schichtaufbau der Probe entspricht den in Kapitel 6 behandelten Doppelisolatorstrukturen.

erhaltung des Flachbandzustands in der MIS - Struktur (vgl. Kap. 6.2.2) kann die Flachbandkapazität durch ein Rückkopplungssystem konstant gehalten werden.

Die Transmission des halbdurchlässigen Gatekontakts wurde dadurch bestimmt, daß die Transmission eines gleichzeitig metallisierten Glasplättchens mit einer geeichten Thermosäule der Firma Kipp&Zonen bestimmt wurde.

Das Spektrum der Quecksilber-Höchstdrucklampe ist in Bild 22.1 gezeigt. Als Filter wurden die Kantenfilter WG 280, WG 295,

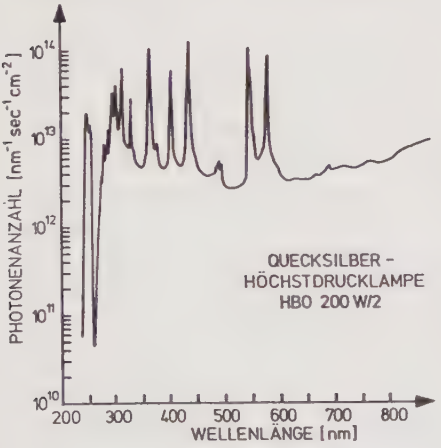


Abbildung 22.1 : Spektrum der zur UV-Bestrahlung verwendeten Quecksilberhöchstdrucklampe (Angabe Fa. Oriel).

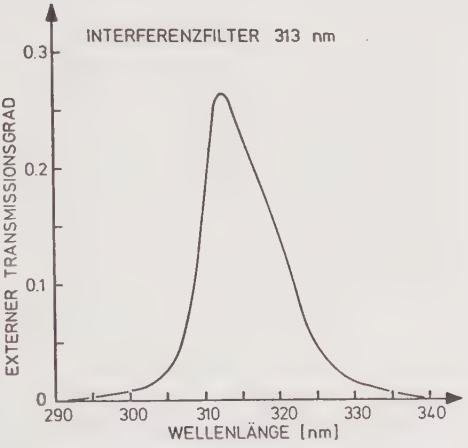
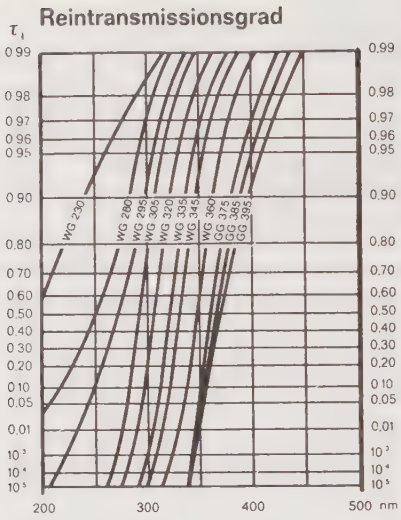


Abbildung 22.2 : Externer Transmissionsgrad des Interferenzfilters 313 nm (Angabe Fa. Oriel).



WG 305 und WG 345 der Firma Schott sowie ein Interferenzfilter 313 nm der Firma Oriel verwendet. Der externe Transmissionsgrad τ_{ex} (mit Reflexionsverlusten) des Interferenzfilters bzw. der Reintransmissionsgrad τ_i (ohne Reflexionsverluste) der Kantenfilter ist von den Herstellerfirmen angegeben und in den Abbildungen 22.2 und 22.3 gezeigt.

Abbildung 22.3 : Reintransmissionsgrade der Kantenfilter (Angabe Fa.Schott).

5. BESTIMMUNG DER HAFTSTELLENKONZENTRATIONEN IN MIS - STRUKTUREN MIT SILIZIUMNITRID AUF SILIZIUMOXID ALS ISOLATOR .

In diesem Kapitel wird für MIS - Strukturen mit Siliziumnitrid auf Siliziumoxid die Dichte der Grenzflächenhaftstellen und die Konzentration der festen Isolatorladungen als Funktion von Nitridabscheidebedingungen (Temperatur, Plasmaleistung) und nach Temperungen gezeigt. Untersucht wurden hauptsächlich MIS - Strukturen mit einem Isolator bestehend aus 1.0...1.5 nm Siliziumoxid und 70...100 nm Plasma-Siliziumnitrid auf p(100)-Silizium. Zusätzlich werden Untersuchungen an Strukturen vorgestellt, die eine dickere Siliziumdioxidschicht ($\geq$5 nm) zwischen dem Silizium und dem Plasmanitrid besitzen. Ergebnisse für Strukturen mit APCVD-Siliziumnitrid werden in Kapitel 5.3 gezeigt.

5.1 MIS - Strukturen mit Plasma - Siliziumnitrid auf 1.0...1.5 nm Siliziumoxid .

5.1.1 Typische Meßergebnisse .

Eine typische Hochfrequenz- und Niederfrequenz-CV-Kurve einer Aluminium - 95 nm Plasma-Siliziumnitrid - 1.0...1.5 nm Siliziumoxid - p(100)-Silizium ($N_A = 4 \cdot 10^{15} cm^{-3}$) - Struktur ist in Abbildung 23.1 gezeigt. Typische Werte des spezifischen Widerstands von Plasma-Siliziumnitrid sind $\rho \geq 4 \cdot 10^{15} \Omega cm$, so daß die quasistatische Kapazitätsmessung an MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid als Isolator möglich ist. Die Abscheideleistung während der Plasmabeschichtung betrug 170 W/m^2, die Substrattemperatur war 270°C. Der Brechungsindex der Isolatorschicht wurde ellipsometrisch bestimmt und beträgt $n=1.88 \pm 0.02$.

Die in Abbildung 23.1 gezeigten Kurven wurden von Inversion nach Anreicherung bzw. in umgekehrter Richtung gemessen. Es ist eine Speicherhysterese feststellbar, die auf eine Ladungsträgerinjektion in den Isolator hinweist. Die Flachbandspannung der Probe ist $V_{FB}=-2.7$ V. Wird die feste Isolatorladung an der Grenzfläche befindlich angenommen und die Ladung in Grenzflächenzuständen vernachlässigt, so bestimmt sich die Ladungsmenge nach Gl.(2.41) zu $Q_F/q = 7.5 \cdot 10^{11} cm^{-2}$.

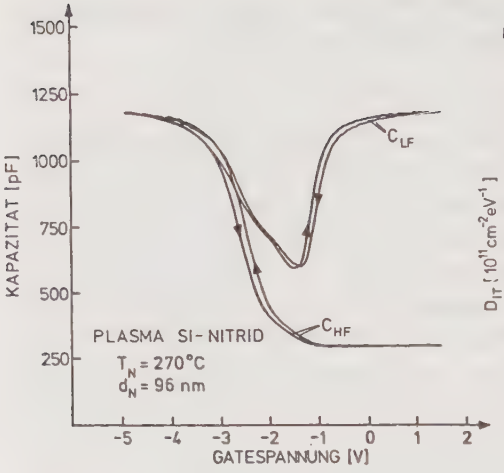


Abbildung 23.1 : Hochfrequenz- und Niederfrequenz-CV-Kurven einer MIS-Struktur mit Plasma-Siliziumnitrid, abgeschieden bei 270°C.

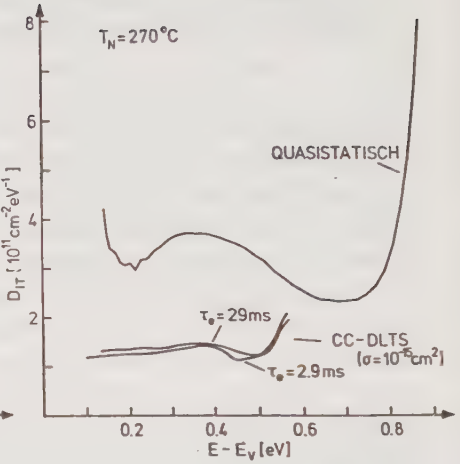


Abbildung 23.2 : Grenzflächenzustandsdichte der Struktur von Abb. 23.1 , bestimmt durch quasistatische Kapazitätsmessung und durch CC-DLTS.

In Abbildung 23.2 ist die Grenzflächenzustandsdichte in der Siliziumbandlücke dargestellt. Die durch das quasistatische Verfahren ermittelte Zustandsdichteverteilung zeigt ein Maximum bei $E-E_V$= 0.35 eV. Die D_{IT}-Werte variieren bis zu beginnender starker Inversion (bei $E-E_V$=0.8 eV) zwischen $D_{IT}=2\cdot10^{11}cm^{-2}eV^{-1}$ und $D_{IT}=4\cdot10^{11}cm^{-2}eV^{-1}$. Die mit CC-DLTS bei 2 verschiedenen Zeitkonstanten (2.9 ms und 29 ms) bestimmten Grenzflächenzustandsdichten in der unteren Bandhälfte sind nahezu konstant bei $D_{IT}=1.4\cdot10^{11}cm^{-2}eV^{-1}$. Für die CC-DLTS Auswertung wurde als Einfangquerschnitt von Grenzflächenzuständen ein Wert von $10^{-15}cm^2$ angenommen.

Zur Überprüfung auf Volumenzustände wurde der Isolator dieser Probe abgeätzt und durch Aufdampfen von Aluminium (2 mm^2) ein Metall-Halbleiter Kontakt hergestellt. Die CC-DLTS Messung ist in Abbildung 24 aufgezeichnet, die CV-Abhängigkeit des Schottkykontakts ist eingefügt. Die CC-DLTS Messung wurde bei einer konstanten Kapazität von 150 pF durchgeführt, was einer Raumladungstiefe

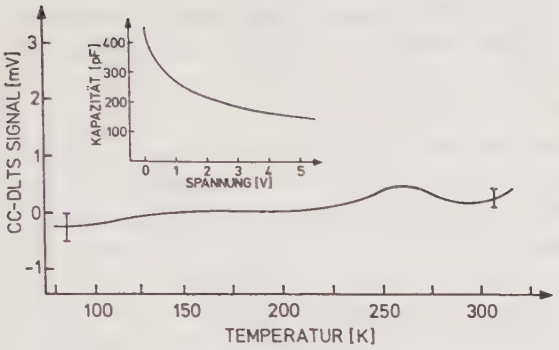


Abbildung 24 : CC-DLTS Signal eines Schottkykontakts nach dem Abätzen der Plasmanitridschicht der Probe von Abb. 23.1.

von 1.45 µm entspricht. Das CC-DLTS Signal ist nicht wesentlich von Null verschieden, scharfe Peaks sind nicht vorhanden. Die Konzentration an Volumenzuständen N_T errechnet sich nach Gl.(3.17) zu $N_T < 2.4 \cdot 10^{12} cm^{-3}$. Das Siliziumsubstrat ist demnach praktisch frei von Volumenzuständen.

5.1.2 Einfluß der Beschichtungsleistung - Korrelation zwischen festen Isolatorladungen und Grenzflächenzustandsdichte .

Bei einer plasmaunterstützten Gasphasenabscheidung von Siliziumnitrid wird die Energie zur Reaktion der Gase im wesentlichen durch die Leistungsdichte im Plasma bestimmt. In Abbildung 25 ist die Konzentration der festen, an der Grenzfläche angenommenen

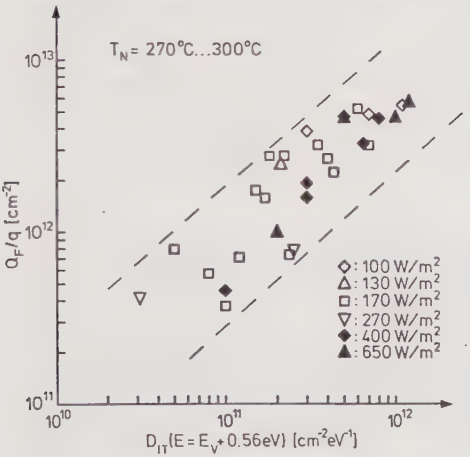


Abbildung 25 : Grenzflächenzustandsdichte und Konzentration fester Isolatorladungen für dreißig verschiedene Probenreihen. Die Plasmanitridschichten wurden bei verschiedenen Leistungsdichten abgeschieden.

Isolatorladungen als Funktion der Grenzflächenzustandsdichte in Bandmitte für 30 voneinander unabhängige Probenserien aufgetragen. Die Beschichtungsleistung wurde von 100 W/m^2 bis 650 W/m^2 variiert. Die Beschichtungstemperatur war bei allen Strukturen zwischen 270°C und 300°C.

In dieser Auftragung liegen die Q_F/q- und die D_{IT}-Werte für alle Beschichtungsleistungen innerhalb des gestrichelten Bereichs. Man erkennt eine mit einer gewissen Schwankungsbreite behaftete Korrelation zwischen Q_F/q und D_{IT} in Bandmitte. Die Grenzflächenzustandsdichte ist etwa um einen Faktor 10 kleiner als die Konzentration der festen Isolatorladungen.

Werden Plasmanitridschichten bei verschiedenen Leistungen abgeschieden, sind die wesentlichen Trends :

- Zustandsdichten in Bandmitte unter $3 \cdot 10^{11} cm^{-2} eV^{-1}$ werden im allgemeinen nur durch Abscheideleistungen ≥ 170 W/m^2 erzielt.
- Die Gefahr von Leistungsspitzen im Plasma ("Blitze", wenn die elektronische Leistungsregelung des Reaktors auf Unregelmäßigkeiten nicht schnell genug reagieren kann) wächst mit zunehmender Beschichtungsleistung. Dies konnte durch Sichtkontrolle des Plasmas festgestellt werden.
- Tritt im Verlauf des Abscheideprozesses eine verstärkte Glimmentladung in Form eines Blitzes auf, so sind im allgemeinen die Zustandsdichten der MIS - Strukturen hoch ($D_{IT} > 10^{12} cm^{-2} eV^{-1}$).

Bei allen Beschichtungen für die in Abbildung 25 dargestellten Ergebnisse konnte durch Sichtkontrolle des Plasmas während des Abscheidevorgangs keine verstärkten Glimmentladungen festgestellt werden. Wegen der Instabilitäten der Plasmabeschichtung bei hohen Leistungen und der hohen Zustandsdichten bei niedrigen Beschichtungsleistungen wurden die meisten Siliziumnitridschichten bei einer Plasmaleistungsdichte von 170 W/m^2 abgeschieden.

5.1.3 Temperbehandlung nach der Siliziumnitridabscheidung und Einfluß der Abscheidetemperatur .

In Bild 26 ist die Konzentration fester Isolatorladungen (a) und die Grenzflächenzustandsdichte (b) als Funktion der Temperatur einer Temperung (1h, N_2-Atmosphäre) aufgetragen. Die Plasmanitrid-

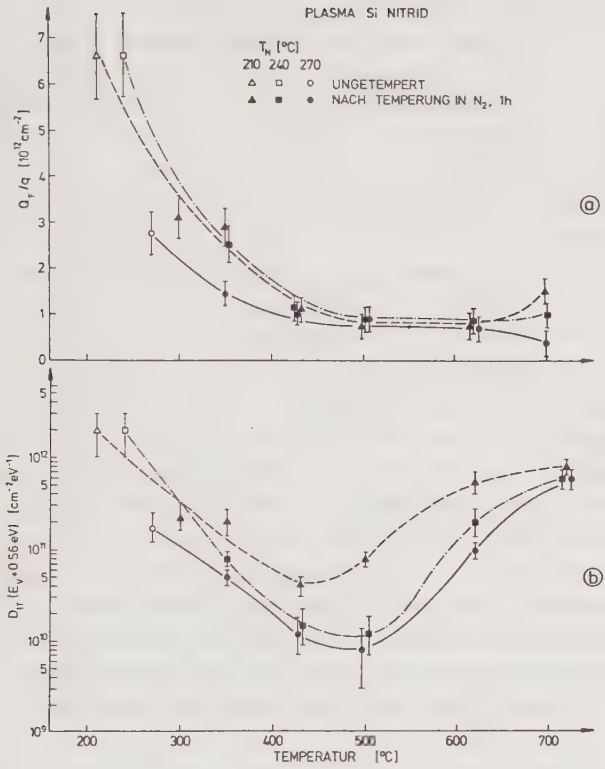


Abbildung 26 : Konzentration fester Isolatorladungen und Grenzflächenzustandsdichte in Bandmitte für Al/≈100 nm Plasma-Siliziumnitrid/Siliziumoxid (1-1.5 nm) /Si Strukturen, ungetempert und nach einer Temperung bei verschiedenen Temperaturen. Die Plasma-Siliziumnitridschichten wurden bei drei verschiedenen Substrattemperaturen abgeschieden.

schichten wurden bei 210°C, 240°C und 270°C abgeschieden, die Leistung betrug 170 W/m^2. Für die Abscheidetemperaturen 210°C und 240°C wurde eine hohe Konzentration fester Isolatorladungen gemessen ($Q_F/q=6.6\cdot10^{12}cm^{-2}$); die Zustandsdichte in Bandmitte beträgt bei beiden Proben $2\cdot10^{12}cm^{-2}eV^{-1}$. Für die Struktur mit dem bei 270°C abgeschiedenen Plasmanitrid ist die Zustandsdichte und die Isolatorladungskonzentration mit $D_{IT}=2\cdot10^{11}cm^{-2}eV^{-1}$ und $Q_F/q=2.7\cdot10^{12}cm^{-2}$ an der oberen Grenze des in Abbildung 25 markierten Bereichs. Temperung bis 500°C reduziert sowohl die feste Isolatorladung (bis ca. $Q_F/q=7\cdot10^{11}cm^{-2}$) als auch die Grenzflächenzustandsdichte (bis zu $D_{IT}\approx1\cdot10^{10}cm^{-2}eV^{-1}$). Die Isolatorladung bleibt bei Temperungen über 500°C nahezu konstant, während die Grenzflächenzustandsdichte für alle Abscheidetemperaturen wieder ansteigt (bis auf $D_{IT}=7\cdot10^{11}cm^{-2}eV^{-1}$ nach einer 700°C Temperung).

An zwei MIS - Strukturen aus Abbildung 26 wurde eine CC-DLTS Messung durchgeführt. Ausgewählt wurde eine Probe (T_N=210°C, Temperung bei 300°C), deren Konzentration fester Isolatorladungen gerade so hoch ist, daß der Spannungsbereich der zur Verfügung stehenden DLTS-Apparatur (±15 V) ausreicht, sowie eine Probe im Minimum der Zustandsdichte (T_N=270°C, Temperung bei 500°C). Die Ergebnisse der CV-Kurven und der nach dem quasistatischen Verfahren bzw. durch CC-DLTS ermittelten D_{IT}-Spektren sind in Abbildung 27 und Abbildung 28 gezeigt.

Die CV-Kurve der bei 300°C getemperten Probe (Bild 27.1) zeigt eine ausgeprägte Speicherhysterese, während bei der bei 500°C getemperten Probe praktisch keine Hysterese in der CV-Kurve vorhanden ist (Bild 28.1). Die unterschiedlichen Niederfrequenz-CV-Kurven in Bild 27.1 werden dadurch verursacht, daß Löcher, die beim Gatespannungsdurchlauf Inversion→Anreicherung ab der Flachbandspannung in den Isolator injiziert und dort eingefangen werden, bei der Messung von Anreicherung nach Inversion wieder emittiert werden und dadurch ein größerer Strom gemessen wird. Bei Auftreten dieses Effekts wurde die Zustandsdichte stets aus der anfänglichen CV-Kurve (Inversion→Anreicherung) bestimmt.

Eine gute Übereinstimmung der nach den beiden Meßverfahren ermittelten Zustandsdichten wird für die bei 500°C getemperte Probe erzielt (Bild 28.2). Für die bei 300°C getemperte Probe (Abb. 27.2) liefert CC-DLTS im wesentlichen niedrigere D_{IT}-Werte als

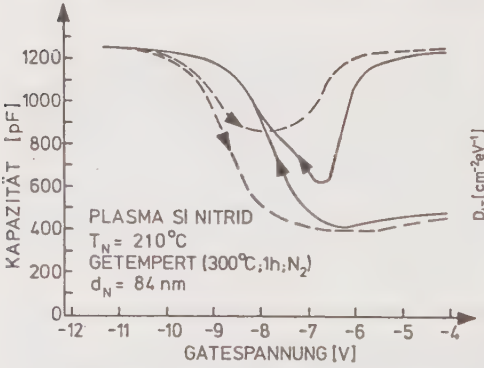


Abbildung 27.1 : Hochfrequenz- und Niederfrequenz-CV-Kurven einer MIS-Struktur mit Plasma-Siliziumnitrid, abgeschieden bei 210°C und getempert bei 300°C.

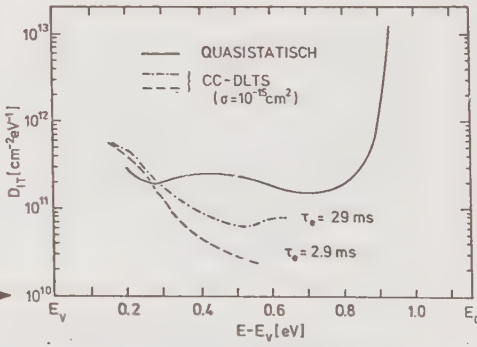


Abbildung 27.2 : Grenzflächenzustandsdichte der Struktur von Abb. 27.1 , bestimmt durch quasistatische Kapazitätsmessung und durch CC-DLTS.

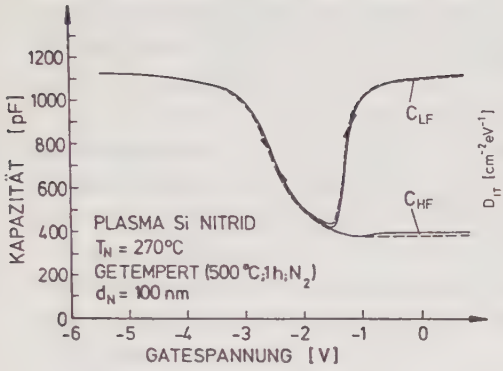


Abbildung 28.1 : Hochfrequenz- und Niederfrequenz-CV-Kurven einer MIS-Struktur mit Plasma-Siliziumnitrid, abgeschieden bei 270°C und getempert bei 500°C.

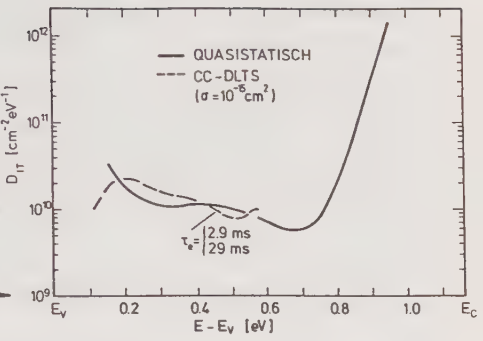


Abbildung 28.2 : Grenzflächenzustandsdichte der Struktur von Abb. 28.1 , bestimmt durch quasistatische Kapazitätsmessung und durch CC-DLTS.

die quasistatische Kapazitätsmessung. Außerdem wird bei kürzeren DLTS-Zeitkonstanten eine kleinere Grenzflächenzustandsdichte registriert. Für beide CC-DLTS Auswertungen wurde wieder $10^{-15} cm^2$ als Einfangquerschnitt der Grenzflächenzustände angenommen.

Die Messung der Haftstellenkonzentration in Abhängigkeit von der Substrattemperatur während der Beschichtung wurde an MIS - Strukturen durchgeführt, deren Nitridschichten im ASM-Plasmareaktor abgeschieden wurden. In Tabelle 1 sind die Abscheideraten, die Brechungsindices der Nitridschichten, sowie die Konzentration

Abscheide-temperatur[°C]	Abscheide-rate[nm/min]	Brechungs-index	Q_F/q [cm^{-2}]	D_{IT} [$cm^{-2}eV^{-1}$]
300	17.66	1.88	$2.7 \cdot 10^{12}$	$1.6 \cdot 10^{12}$
450	17.66	1.96	$1.7 \cdot 10^{12}$	$3.2 \cdot 10^{11}$
550	22.33	1.90	$2.1 \cdot 10^{12}$	$1.5 \cdot 10^{11}$
650	27.60	2.00	$2.5 \cdot 10^{12}$	$2.0 \cdot 10^{11}$

Tabelle 1 : Plasmanitridabscheideraten, Brechungsindices und Haftstellenkonzentrationen von MIS - Strukturen mit Plasmanitrid auf Dünnoxid für verschiedene Abscheidetemperaturen (ASM-Reaktor).

fester Isolatorladungen und die Grenzflächenzustandsdichte in Bandmitte für Beschichtungstemperaturen von 300°C bis 650°C aufgeführt. Alle Plasmanitridabscheidungen wurden bei einer Leistung von 160 W/m^2 durchgeführt und alle Substrate befanden sich die gleiche Zeitdauer (16 min) im Plasmareaktor.

Die Abscheiderate variiert nur schwach mit der Beschichtungstemperatur. Die Konzentration fester Isolatorladungen ist in dem betrachteten Temperaturbereich ungefähr konstant. Die Grenzflächenzustandsdichte in Bandmitte nimmt bis zu Beschichtungstemperaturen um 500°C stark ab; bei höheren Beschichtungstemperaturen (650°C) steigt die Zustandsdichte in Bandmitte wieder leicht an.

5.1.4 Temperung in einem Wasserstoffplasma .

Es ist in der Literatur bekannt, daß Temperung einer MOS - Struktur in einer Wasserstoffatmosphäre bereits bei 300°C zu einer Reduzierung der Grenzflächenzustandsdichte führt /78/. Da Siliziumnitrid zwar nicht für molekularen, aber für atomaren Wasserstoff durchlässig ist /79/, wurde der Versuch unternommen, bei einer unmetallisierten Plasma-Siliziumnitrid/Silizium Struktur durch Temperung in einer Wasserstoff-Glimmentladung eine Reduzierung der Haftstellenkonzentration an der Grenzfläche zu erreichen. Die Temperung (60 min) wurde im Technics Plasmareaktor bei einer Temperatur von 300°C, einem Druck von 1.2 mbar und einer

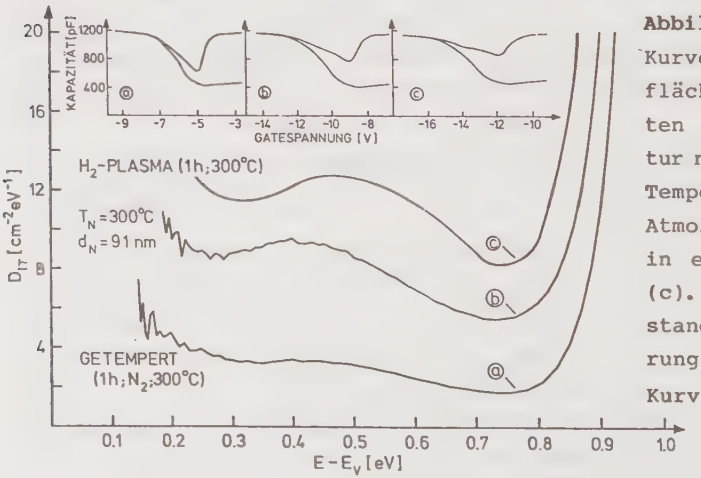


Abbildung 29 : CV-Kurven und Grenzflächenzustandsdichten einer MIS-Struktur nach einer 300°C Temperung in N_2-Atmosphäre (a) bzw. in einem H_2-Plasma (c). Der Ausgangszustand vor der Temperung wird durch die Kurven (b) gezeigt.

Plasmaleistungsdichte von 170 W/m^2 durchgeführt. Eine Kontrollscheibe wurde ohne Plasmabehandlung die gleiche Zeitdauer, bei gleicher Temperatur und gleichem Druck, in der Plasmaanlage in Stickstoffatmosphäre getempert.

In Abbildung 29 sind die Ergebnisse für die Grenzflächenzustandsdichte in der Siliziumbandlücke zusammen mit den CV-Kurven dargestellt. Die Kurve (b) charakterisiert den Ausgangszustand (Plasma-Siliziumnitrid auf Dünnoxid, T_N=300°C, 170 W/m^2). Das Tempern im Wasserstoffplasma vergrößert die Grenzflächenzustandsdichte und die Konzentration fester Isolatorladungen, wie aus dem Vergleich der jeweiligen Kurven b) und c) zu erkennen ist. Eine Temperung in Stickstoffatmosphäre ohne Verwendung eines Plasmas bewirkt dagegen eine deutliche Reduzierung sowohl von D_{IT} als auch von Q_F/q (D_{IT}- und CV-Kurve a).

5.2 Plasma-Siliziumnitrid auf dickem (≥5 nm) Siliziumdioxid .

In diesem Kapitel werden MIS - Strukturen mit einer Plasma-Siliziumnitridschicht (≈100 nm) auf dickerem, bei 900°C in trockener Sauerstoffatmosphäre thermisch aufgewachsenem Siliziumdioxid einer Dicke von 5 nm bzw. 10 nm untersucht. Außerdem wurde ein industriell gefertigtes Gateoxid (p-100 Substrat, 20 Ωcm, oxidiert bei 900°C in O_2-Atmosphäre mit 4% HCl) von 50 nm Dicke mit einer 78 nm dicken Plasmanitridschicht beschichtet. Die Plasmaleistungsdichte während der Nitridabscheidung betrug 170 W/m^2.

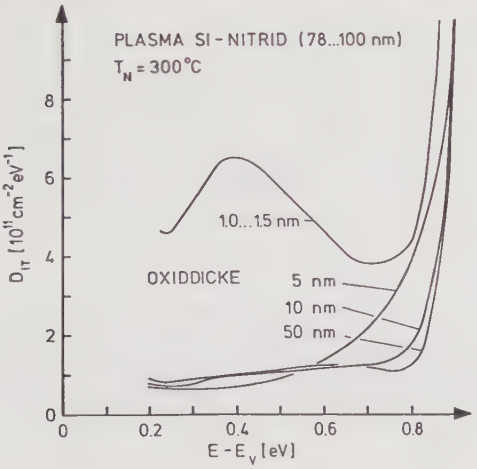


Abbildung 30 : Grenzflächenzustandsdichten von MIS-Strukturen mit Oxiden unterschiedlicher Dicke zwischen dem Si-Substrat und der Plasma-Siliziumnitridschicht.

Die D_{IT}-Spektren der MIS - Strukturen mit Plasmanitrid auf dickem Oxid sind in Abbildung 30 zusammen mit der Zustandsdichte der Vergleichsstruktur mit dünnem Oxid dargestellt. Zwei wesentliche Ergebnisse sind aus Abbildung 30 ersichtlich : Die Grenzflächenzustandsdichten der Strukturen mit dickerem Oxid sind generell kleiner als die Zustandsdichten der MIS - Struktur mit 1.0-1.5 nm Dünnoxid. Außerdem ist bei den beschichteten Oxiden einer Dicke $\geq$5 nm kein Maximum in der Zustandsdichte bei $E-E_V$=0.35 eV feststellbar.

Die Konzentrationen fester Isolatorladungen und die Grenzflächenzustandsdichten in Bandmitte von MOS - Strukturen (nur mit Oxid als Isolator) und von Plasmanitrid-Oxid-Strukturen sind für die verschiedenen Oxiddicken in Tabelle 2 zusammengestellt. Die Konzentration fester Isolatorladungen der Doppelisolatorstrukturen wird an der Oxid/Nitrid Grenzfläche befindlich angenommen (vgl. Kap 6.2.2.1) und nach Gl.(2.41) unter Vernachlässigung der Ladung in Grenzflächenzuständen berechnet. Alle Doppelisolatorstrukturen wurden außerdem bei 500°C 60 min in Stickstoff getempert, die danach ermittelten Werte für Q_F/q und D_{IT} in Bandmitte sind ebenfalls in Tabelle 2 eingetragen.

Wegen der hohen Leckströme können die Q_F/q- und D_{IT}-Werte bei den MOS - Strukturen mit den dünnen Oxiden ($d_{OX}\leq$5 nm) nicht be-

OXIDDICKE :			1.0-1.5 nm	5 nm	10 nm	50 nm
MOS-Strukturen	ungetempert	Q_F/q	-	-	$1.6\cdot10^{11}$	$9.8\cdot10^{10}$
		D_{IT}	-	-	-	$1.0\cdot10^{11}$
Oxid-Nitrid-MIS-strukturen	ungetempert	Q_F/q	$3.3\cdot10^{12}$	$2.1\cdot10^{11}$	$1.5\cdot10^{12}$	$1.5\cdot10^{12}$
		D_{IT}	$4.5\cdot10^{11}$	$1.2\cdot10^{11}$	$1.1\cdot10^{11}$	$1.1\cdot10^{11}$
	500°C 1h,N_2	Q_F/q	$5.4\cdot10^{11}$	$1.4\cdot10^{12}$	$1.2\cdot10^{12}$	$4.2\cdot10^{11}$
		D_{IT}	$1.0\cdot10^{10}$	$9\cdot10^{9}$	$1.1\cdot10^{10}$	$<5\cdot10^{9}$

D_{IT} in $cm^{-2}eV^{-1}$; Q_F/q in cm^{-2}

Tabelle 2 : Konzentration fester Isolatorladungen Q_F/q und Grenzflächenzustandsdichte D_{IT} (Bandmitte) von MOS - Strukturen sowie von MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid auf Siliziumoxid für verschiedene Oxiddicken.

stimmt werden. Die Ladungsdichten der Oxide sind -soweit meßbar- mit $Q_F/q \leq 1.6 \cdot 10^{11} cm^{-2}$ relativ niedrig. Die Zustandsdichte (Bandmitte) der MOS - Struktur mit dem 50 nm Oxid entspricht dem derzeitigen ohne Temperbehandlungen erzielbaren Standard.

Die Zustandsdichten der ungetemperten Doppelisolatorstrukturen sind für Oxide einer Dicke ≥ 5 nm wesentlich niedriger als bei der Struktur mit dünnem 1.0...1.5 nm Oxid. Die Konzentration fester Isolatorladungen variiert - von dem 5 nm Oxid abgesehen - maximal um einen Faktor 2.2 ohne ersichtliche Tendenz.

Durch eine 500°C Temperung wird die Grenzflächenzustandsdichte stark reduziert. Bei dem 50 nm Oxid werden sehr niedrige Dichten (unterhalb des Auflösungsvermögens des quasistatischen Verfahrens) erzielt. Die Konzentration der Isolatorladungen wird nach Temperung bei fast allen Strukturen reduziert, die stärkste Abnahme von Q_F/q tritt bei der MIS - Struktur mit dem dünnsten Oxid auf.

5.3 MIS - Strukturen mit pyrolytischem Siliziumnitrid .

Bei Siliziumnitridschichten, die durch das APCVD - Verfahren hergestellt werden, wird die Energie für die chemische Reaktion der zugeführten Gase durch die Temperatur aufgebracht. Bildung von Siliziumnitrid aus der Pyrolyse von SiH_4 und NH_3 findet bei Temperaturen >600°C statt. In Bild 31 ist die Konzentration fester Isolatorladungen und die Grenzflächenzustandsdichte (in Bandmitte) von MIS - Strukturen mit pyrolytischem Siliziumnitrid (ca. 100 nm) auf 1.0 ...1.5 nm dickem Siliziumoxid auf p(100)-Si als Funktion der Nitridabscheidetemperatur aufgetragen. Die Konzentration fester Isolatorladungen Q_F/q sinkt monoton von $4.4 \cdot 10^{12} cm^{-2}$ auf $4.6 \cdot 10^{11} cm^{-2}$ im Temperaturbereich 620°C bis 900°C. Die Grenzflächenzustandsdichte D_{IT} in Bandmitte ist für Beschichtungstemperaturen von 620°C bis 720°C im Bereich von $4...6 \cdot 10^{11} cm^{-2} ev^{-1}$, jedoch für Beschichtungstemperaturen über 800°C größer als $10^{12} cm^{-2} ev^{-1}$. Eine 900°C Temperung von Siliziumnitridschichten, die bei 650°C abgeschieden wurden, verursacht Haftstellenkonzentrationen, die nahezu mit den entsprechenden Konzentrationen in MIS-Strukturen mit einer bei 900°C abgeschiedenen Siliziumnitridschicht identisch sind.

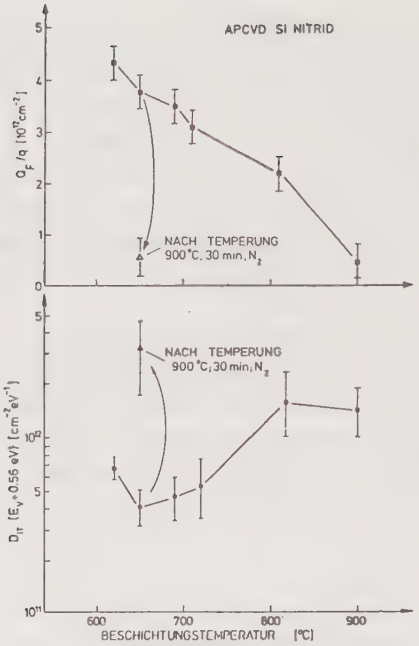


Abbildung 31 : Konzentration fester Isolatorladungen und Grenzflächenzustandsdichte von MIS-Strukturen mit pyrolytischem Siliziumnitrid auf 1.0...1.5 nm dickem Siliziumoxid als Funktion der Nitridabscheidetemperatur.

5.4 Diskussion .

Die Messungen in Kapitel 5 liefern das zentrale Ergebnis, daß die Haftstellenkonzentrationen in MIS - Strukturen mit Siliziumnitrid als Isolator stark von Temperaturbehandlungen abhängen. Dabei ist es qualitativ unwesentlich, ob die Temperaturbehandlung schon während der Abscheidung der Nitridschicht oder erst durch eine nachträgliche Temperung erfolgt. Schon bei einer 300°C-Temperaturbehandlung tritt eine Veränderung der Haftstellenkonzentration bei Plasmanitridstrukturen ein (vgl. Abb. 29). Im folgenden werden die Ergebnisse für Plasma-Siliziumnitrid und pyrolytisches Siliziumnitrid getrennt diskutiert.

MIS-Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid .

Diskrepanz zwischen quasistatischer Kapazitätsmessung und CC-DLTS : Die Grenzflächenzustandsdichte einer MIS - Stuktur mit Plasma-Siliziumnitrid, abgeschieden bei 270°C, unterscheidet

sich, je nachdem ob sie durch eine quasistatische Kapazitätsmessung oder durch CC-DLTS bestimmt wurde (vgl. Abb. 23.2). Durch das quasistatische Verfahren wird ein Maximum bei einer Energie $E-E_V=0.35$ eV ermittelt, das bei CC-DLTS nicht auftritt.

Der Unterschied zwischen den beiden Meßverfahren wird einer Umladung von Haftstellen im Isolator zugeordnet. Daß qualitativ ein Ladungsaustausch mit dem Isolator stattfindet, ist an dem Auftreten einer Speicherhysterese in der CV-Kurve erkennbar. Die beiden Meßverfahren für die Grenzflächenzustandsdichte unterscheiden sich darin, daß bei quasistatischer Kapazitätsmessung Haftstellen mit wesentlich größeren Umladungszeitkonstanten noch registriert werden (1...2 s) als bei CC-DLTS. Sind Haftstellen mit solch großen Umladungszeitkonstanten vorhanden, werden sie nur in der quasistatischen Kapazitätsmessung registriert. Wird eine Haftstelle im Isolator in einer Tiefe x von der Grenzfläche entfernt über einen Tunnelprozeß umgeladen, so gilt für die vergrößerte Zeitkonstante τ_x der Umladung /58/ :

$$\tau_x(x,E_T) = \tau(E_T)\cdot\exp(2ax) \qquad (5.1)$$

$\tau(E_T)$ ist die Umladungszeitkonstante ohne einen Tunnelprozeß und $a = 1/h\cdot\sqrt{2m_p\cdot W_B}$. Die Größe W_B ist die Tunnelbarriere (Abstand der Valenzbandkanten Oxid/Silizium) in derartigen Nitrid/Oxid/Si-Strukturen, über sie liegt keine Information vor.

Da die CC-DLTS-Messungen mit Zeitkonstanten von 2.9 ms und 29 ms gleiche Zustandsdichten ergeben, müssen die in quasistatischer Messung zusätzlich registrierten Zustände einen gewissen Abstand von der Grenzfläche entfernt sein. Die Tunneltiefe kann nach Gl.(5.1) abgeschätzt werden: Wird $0.05\ s \leq \tau_x \leq 2\ s$ angesetzt, $W_B=4.55$ eV angenommen (Abstand der Valenzbandkanten von Si und SiO_2) und $\tau(E_T)$ nach Gl.(3.9) (für T=300 K, $E_T-E_V = 0.35$ eV, und $\sigma_p=1\cdot10^{-15}cm^2$) zu $\tau(E_T)=4.6\cdot10^{-6}$ s berechnet, so ergibt sich eine Tunneltiefe von 0.6 nm-0.8 nm. Bei dieser Abschätzung ist nicht berücksichtigt, daß eine Nichtstöchiometrie der Oxidschicht (Siliziumüberschuß) oder ein elektrisches Feld die Tunnelbarriere erniedrigen kann, was eine höhere Tunneltiefe zur Folge hat. Da auch die ellipsometrisch bestimmte Dicke der Oxidschicht durch die die Annahme eines Brechungsindex von 1.45 mit einem Fehler behaftet ist, ist die wahrscheinlichste Erklärung, daß die in der quasistatischen Messung zusätzlich registrierten Haftstellen an

der Siliziumoxid/Siliziumnitrid Grenzfläche oder evtl. im Siliziumnitrid lokalisiert sind.

Diese Interpretation wird durch die in Abb. 30 gezeigten Ergebnisse unterstützt, daß bei Strukturen mit dickerem Oxid ($d \geq 5$ nm) kein Maximum in der Zustandsdichte bei $E-E_V=0.35$ eV festgestellt werden kann.

Auch bei MIS - Strukturen mit pyrolytischem Siliziumnitrid (abgeschieden bei 900°C) auf Siliziumdioxid wird abhängig von der Oxiddicke eine Diskrepanz beider Meßverfahren und ein Maximum bei 0.35 eV berichtet und in analoger Weise erklärt /58/. Es ist wahrscheinlich, daß das Auftreten von Haftstellen an der Siliziumoxid/Siliziumnitrid Grenzfläche in beiden Fällen eine ähnliche Ursache besitzt.

Für Haftstellen an der Oxid/Nitrid Grenzfläche bzw. im Nitrid werden verschiedene Ursachen in der Literatur diskutiert :

- Berechnungen von Robertson und Powell /40/ besagen, daß im Plasmanitrid unabgesättigte Siliziumatome amphotere Haftstellen einer Energie in der Siliziumbandlücke bilden können. Durch eine Tiefenprofilmessung mit Augerelektronenspektroskopie wird bei Plasmasiliziumnitridschichten (abgeschieden bei 300°C) auf thermischem Oxid ein mit Silizium angereichertes Gebiet an der Oxid/Nitrid Grenzfläche gemessen /80/.
- Unabgesättigte Siliziumatome bilden amphotere Haftstellen in APCVD-Siliziumnitrid und werden für die Speichereigenschaft von MNOS-Speicherbauelementen verantwortlich gemacht /81/.
- Bei Strukturen mit Siliziumnitridschichten (pyrolytisch abgeschieden bei 750°C) auf natürlichem Oxid wird im Nitrid an der Oxid-Nitrid-Grenzfläche eine siliziumreiche Zone einer Dicke von etwa 0.8 nm gemessen. Verspannungen an der Oxid-Nitrid-Grenzfläche werden als mögliche Ursachen für Haftstellen in der Isolatorbandlücke angesehen /82/.
- Für Haftstellen im Siliziumnitrid wird ein "Valence Alternating Pair (VAP) Modell" diskutiert /83/.

Korrelation zwischen Q_F/q und D_{IT} :

Zwischen der Konzentration fester Isolatorladungen Q_F/q und der Grenzflächenzustandsdichte D_{IT} in Bandmitte wird für MIS - Struk-

turen mit Plasma-Siliziumnitrid auf Dünnoxid eine Korrelation festgestellt (Abb. 25). Eine Ladung in Grenzflächenzuständen einer Energie um Bandmitte kann dabei nicht für die ermittelte Isolatorladungskonzentration verantwortlich sein, da ein 10:1- Konzentrationsunterschied zwischen Q_F/q und D_{IT} auftritt.

Als Ursache der Korrelation wird das gleichzeitige Entstehen von fester Isolatorladung und Grenzflächenzuständen durch Elektronen- und Ionenbeschuß sowie durch UV-Bestrahlung während der Plasmaabscheidung vermutet. Folgende, in dieser Arbeit vorgestellten Meßergebnisse stützen diese Interpretation :

- Wird ein bereits mit 91 nm Nitrid beschichtetes Siliziumsubstrat einem Wasserstoffplasma ausgesetzt, erhöht sich die Flachbandspannung und die Grenzflächenzustandsdichte (vgl. Abb. 29), obwohl Wasserstoff dafür bekannt ist, Haftstellen zu passivieren /78/.
- Wird eine MIS - Struktur mit Siliziumnitrid einem Elektronenbeschuß ausgesetzt, werden Flachbandspannung und Zustandsdichte ebenfalls erhöht (vgl. Kap. 6.1)

Qualitativ wird diese Interpretation durch die Beobachtung gestützt, daß bei Auftreten verstärkter Glimmentladungen ("Blitze") während der Nitridbeschichtung anschließend eine hohe Konzentration von Q_F/q und D_{IT} gemessen wurde. Bei allen Beschichtungen für die in Abbildung 25 dargestellten Ergebnisse konnte durch Sichtkontrolle des Plasmas während des Abscheidevorgangs keine verstärkten Glimmentladungen festgestellt werden. Es ist jedoch nicht auszuschließen, daß kleine, optisch nicht erkennbare Leistungsspitzen im Plasma die Streuung von D_{IT} und Q_F/q bei gleicher Beschichtungsleistung verursachen.

In der Literatur wird über eine Erhöhung der Zustandsdichte und der Isolatorfestladungen in SiO_2/Si Strukturen nach Beschuß mit niederenergetischen Ionen, wie sie in einer Plasmaentladung vorkommen, berichtet /84,85/. Bei dem Beschuß eines mehrere 10 nm dicken Isolators mit Ionen und Elektronen werden verschiedene Schädigungsmechanismen der Si/SiO_2 Grenzfläche diskutiert, auch wenn die Teilchen selbst nicht die Energie besitzen, bis zur Grenzfläche zu gelangen /84/ :

- Generation von Elektron-Loch-Paaren an der Probenoberfläche, wobei die Löcher zur Oxid/Halbleiter Grenzfläche transportiert und dort eingefangen werden. Einfang von Löchern an

der Grenzfläche wird einer Haftstellenerzeugung zugeordnet /86/.

- Bildung von UV-Strahlung durch Anregung der Atome auf der Probenoberfläche. Ionisierende UV-Strahlung einer Energie $h\nu \geq 8.8$ eV kann bei Siliziumdioxid positive Isolatorladung und Grenzflächenzustände erzeugen /87/.
- Drift von Verunreinigungsionen durch den Isolator aufgrund eines durch Ladungen an der Probenoberseite induzierten elektrischen Feldes /84/.

Die beiden ersten Mechanismen können möglicherweise auf die in dieser Arbeit untersuchten MIS - Strukturen übertragen werden und eine Erklärung für die Degradation der einem Wasserstoffplasma ausgesetzten Probe sein. Eine Drift von Verunreinigungsionen wird wegen der niedrigen Diffusionskonstanten in Siliziumnitrid ausgeschlossen.

In den hier untersuchten MIS - Strukturen mit Plasmanitrid auf Dünnoxid ist es wahrscheinlich, daß außerdem während der Plasmabeschichtung durch Elektronen- und Ionenbeschuß der jeweiligen Probenoberfläche gerade gebildete Bindungen aufgebrochen werden und so zu der beobachteten Korrelation von Haftstellen im Isolator und an der Grenzfläche führen. Zusätzlich kann UV-Strahlung einer Energie $h\nu \geq 8.8$ eV auch im Plasma auftreten und eine Bildung von Q_F/q und D_{IT} während der Plasmanitridabscheidung verursachen /87/.

Temperung von MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid :
Temperung der Plasmanitridschichten in inerter Atmosphäre verursacht eine drastische Änderung der Haftstellenkonzentrationen (vgl. Abb. 26). Der Verlauf der Grenzflächenzustandsdichte mit der Temperatur der Temperung kann durch eine Wasserstoffpassivierung ungesättigter Siliziumvalenzen ("dangling bonds") an der Grenzfläche erklärt werden. Plasma-Siliziumnitrid besitzt einen großen Volumenanteil Wasserstoff. Der Wasserstoffgehalt der Nitridschicht ist mit der Ätzrate in einer gepufferten Flußsäurelösung korreliert /88/. Die Ätzrate einer bei 300°C und 170 W/m^2 abgeschiedenen Nitridschicht wurde zu 36 nm/min bestimmt, was einem Gesamtwasserstoffgehalt der Schicht von etwa 25 Vol% entspricht. Gebundener Wasserstoff in Form von Si-H und N-H Bindungen kann durch Messung der Infrarotabsorption der Nitridschicht

ermittelt werden /89,90/. Es wurde festgestellt, daß der gesamte Wasserstoff einer bei 300°C hergestellten Plasma-Siliziumnitridschicht in Bindung (in Form von N-H oder Si-H) vorliegt /89/.

Messungen der Infrarotabsorption an getemperten Plasma-Siliziumnitridschichten haben ergeben, daß bei Temperungen bis 500°C die Konzentration der N-H Bindungen abnimmt, der Anteil der Si-H Bindungen dagegen leicht zunimmt. Temperung über 500°C führt zu einer Abnahme sowohl der Konzentration der N-H als auch der Si-H Bindungen /90/.

Die Abnahme der Grenzflächenzustandsdichte in den hier untersuchten MIS - Strukturen bei Temperung bis 500°C wird einer Passivierung unabgesättigter Siliziumvalenzen durch Wasserstoff (freigesetzt aus N-H Bindungen) unter Bildung von Si-H Gruppen zugeordnet. Es ist von MOS - Strukturen bekannt, daß die Absättigung von trivalentem Silizium mit Wasserstoff im Temperaturbereich bis 500°C ebenfalls eine Reduzierung der Grenzflächenzustandsdichte bewirkt /91,92/. Bei Temperungen über 500°C kann die dann mit der Temperatur ansteigende Zustandsdichte mit dem Verlust von gebundenem Wasserstoff und der Bildung von trivalentem Silizium ($\equiv Si^{\bullet}$) erklärt werden.

Der Verlauf der Grenzflächenzustandsdichte bei verschiedenen Beschichtungstemperaturen kann auf analoge Weise erklärt werden (vgl. Tab. 1 und Abb. 26).

Da nach einer 500°C-Temperung keine Diskrepanz der durch quasistatische Messung und durch CC-DLTS ermittelten Zustandsdichten mehr auftritt und auch keine Hysterese in der CV-Kurve erkennbar ist (Abb. 28), kann gefolgert werden, daß eine Wasserstoffpassivierung von Haftstellen nicht nur an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche, sondern auch an der Oxid/Nitrid Grenzfläche oder im Siliziumnitrid stattfindet . Für die bei 300°C getemperte Probe (Abb. 27) ist dies noch nicht in vollem Ausmaß erfüllt, da bei dieser Struktur mit quasistatischer Kapazitätsmessung sowie mit zwei verschiedenen Zeitkonstanten bei CC-DLTS-Messung eine unterschiedliche Grenzflächenzustandsdichte gemessen wird. Mit einer Zeitkonstante 2.9 ms wird bereits eine relativ niedrige Zustandsdichte ermittelt. Eine mögliche Erklärung der Messung ist, daß eine Wasserstoffpassivierung von Haftstellen an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche bevorzugt stattfindet. Die erhöhten Zustandsdichten bei der höheren Zeitkonstante (29 ms) bzw. bei der

quasistatischen Messung wären dann auf Haftstellen im Oxid oder Nitrid zurückzuführen.

Temperung von MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid und Siliziumdioxid einer Dicke $\geq$5 nm führt ebenfalls zu einer Reduzierung der Zustandsdichte, was bedeutet, daß Wasserstoff durch das Oxid diffundieren kann. Sehr niedrige D_{IT}-Werte in Bandmitte ($<5 \cdot 10^{9} cm^{-2} eV^{-1}$) werden für das dickste Oxid (50 nm) nach einer Temperung erzielt. Ähnlich niedrige Grenzflächenzustandsdichten ($D_{IT} \approx 1 \cdot 10^{9} cm^{-2} eV^{-1}$) nach einer 450°C-Temperung werden von MOS - Strukturen berichtet, bei denen sich über einem Gatekontakt aus polykristallinem Silizium noch eine Schicht aus pyrolytisch abgeschiedenem Siliziumnitrid befindet /93/. Die niedrige Zustandsdichte wird bei diesen Strukturen ebenfalls mit einer Passivierung von Haftstellen durch Wasserstoff aus der Nitridschicht erklärt.

Die Konzentration fester Isolatorladungen Q_F/q nimmt bei Temperung bis 450°C ab und bleibt dann bei $7 \cdot 10^{11} cm^{-2}$ etwa konstant (vgl. Abb. 26). Es ist bekannt, daß bei den untersuchten Strukturen die feste Isolatorladung im Grenzflächenbereich lokalisiert ist /14/, ihre chemische Struktur ist allerdings unklar. Eine Möglichkeit für positive Ladungen ist die Si^{+}-Konfiguration, die nach Berechnungen von Robertson et al. eine tiefe Haftstelle in der Nitrid-Bandlücke bildet /40/. Die Abhängigkeit von Q_F/q und D_{IT} bei Temperaturbehandlung muß auf unterschiedlichen Prozessen beruhen, da bei der Probenreihe für Tabelle 1 (vgl. Kap. 5.1.3) die Q_F/q-Werte bei Abscheidetemperaturen von 300°C bis 550°C nahezu konstant sind, während sich in diesem Temperaturintervall die Zustandsdichte um eine Größenordnung ändert. Ein Zusammenhang der Konzentration fester Isolatorladungen mit Si-H Bindungen ist auch deshalb nicht mit den Messungen konsistent, da im Gegensatz zur Zustandsdichte der Wert für Q_F/q nach Temperungen bei Temperaturen $\geq$450°C konstant bleibt.

Die wahrscheinlichste Möglichkeit für die Abnahme von Q_F/q bei Temperung ist die Neutralisierung positiv geladener Zentren durch Elektronen. Es ist bei MNOS - Strukturen mit 1.0...3.0 nm dicken Oxiden bekannt, daß Ladungsträger zwischen Haftstellen im Nitrid und dem Silizium tunneln können /94/. Dieser Prozeß ist allerdings temperaturunabhängig. Eine Erklärung der Meßergebnisse ist

die Umladung von Haftstellen im Isolator bei Temperaturen bis 450°C durch thermische Anregung /95/. Das aus der Isolatorhaftstelle emittierte Loch würde, aufgrund des im Grenzflächenbereichs herrschenden elektrischen Feldes, vom Ort der Haftstelle abfließen. Eine Neutralisierung positiver Haftstellen im Isolator durch Elektronen würde eine Sättigung der Q_F/q-Werte auf relativ niedrigem Niveau bei Temperungen über 450°C erklären. Die Restladung von etwa $7 \cdot 10^{11} cm^{-2}$ bei den getemperten Proben (Abb. 26) bzw. die konstante Ladung bei den Nitridschichten unterschiedlicher Beschichtungstemperatur (Tabelle 1) kann durch Verunreinigungen auf der Oxidoberfläche vor der Nitridabscheidung verursacht werden. Es ist bekannt, daß beispielsweise eine Cäsiumverunreinigung der Oxidoberfläche vor der Nitridabscheidung eine hohe Konzentration positiver Isolatorladungen induziert /14/.

Einfluß von Potentialfluktuationen :

Eine inhomogene Verteilung der festen Isolatorladungen als Ursache für den Verlauf der Grenzflächenzustandsdichte bis 500°C-Temperung wird aus folgenden Grund ausgeschlossen : Eine CC-DLTS Messung - die auf Potentialfluktuationen weniger empfindlich als das quasistatische Verfahren ist - zeigt bei einer MIS - Struktur mit einer Isolatorladungskonzentration von $3 \cdot 10^{12} cm^{-2}$ (vgl. Abb. 27) die Tendenz, höhere D_{IT}-Werte bei höheren Zeitkonstanten (τ_e=2.9 ms → τ_e=29 ms) zu bestimmen. Da die quasistatische Zustandsdichtemessung

a) eine noch größere Zeitkonstante besitzt ($\tau_e \approx 2$ s) und
b) bei den untersuchten Strukturen dadurch auch Haftstellen in einem gewissen Abstand von der Grenzfläche registriert (siehe oben),

ist es wahrscheinlich, daß der Unterschied der D_{IT}-Werte von CC-DLTS bzw. quasistatischer Messung in Abb. 27.2 und damit auch die Abnahme der Zustandsdichte bis 500°C Temperung (vgl. Abb. 26) nicht durch Potentialfluktuationen verursacht wird.

MIS - Strukturen mit pyrolytischem Siliziumnitrid .

Bei MIS - Strukturen mit APCVD-Siliziumnitrid nimmt für Nitridbeschichtungstemperaturen von 620...900°C nach Abb. 31 die Grenzflächenzustandsdichte in Bandmitte von etwa $5 \cdot 10^{11} cm^{-2} eV^{-1}$ bis

auf über $10^{12} cm^{-2} eV^{-1}$ zu. Der Verlauf der Zustandsdichte in diesem Temperaturbereich kann analog zu Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid mit der Dissoziation von Si-H Bindungen und der Bildung von trivalentem Silizium erklärt werden. Der Verlust von gebundenem Wasserstoff wird auch als Ursache für die hohe Zustandsdichte der bei 650°C beschichteten und bei 900°C getemperten Probe angesehen :

- Bei Infrarotabsorptionsmessungen von APCVD-Siliziumnitridschichten wurde ein Abfall der Konzentration von N-H und Si-H Bindungen festgestellt, wenn die Beschichtungstemperatur von 700°C auf 900°C erhöht wird /96/.
- Bei 900°C Temperung einer Siliziumnitridschicht (T_N=750°C) wurde eine Abnahme von N-H und Si-H Bindungen und des Gesamtwasserstoffgehalts der Schicht gemessen /97/. Der Wasserstoff kann demnach aus der Nitridschicht ausdiffundieren.

Die Konzentration fester Isolatorladungen Q_F/q nimmt bei hohen Beschichtungstemperungen bzw. Hochtemperaturtemperungen stark ab und ist mit dem Verlauf von D_{IT} nicht zu korrelieren. Für die hohe Ladungskonzentration der 620°C-Nitridbeschichtung kann eine defektreiche chemische Struktur der Schicht verantwortlich sein, da die Reaktion von SiH_4 und NH_3 bei dieser Temperatur gerade erst einsetzt. Für die Abnahme der Ladungsdichte bei hohen Temperaturen sind zwei Ursachen denkbar:

- Neutralisierung der positiven Ladungszentren durch Elektronen mittels thermischer Anregung, wie bei den Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid diskutiert.
- Abnahme der festen Isolatorladungen aufgrund der Dissoziation von N-H Bindungen /98/. In dem betrachteten Temperaturbereich nimmt die Konzentration von N-H Bindungen ebenfalls monoton ab /99/.

6. ELEKTRONEN - UND UV - BESTRAHLUNG VON MIS - STRUKTUREN MIT SILIZIUMNITRID AUF SILIZIUMOXID ALS ISOLATOR .

In diesem Kapitel werden Ergebnisse der Haftstellenkonzentrationen von MIS - Strukturen nach Bestrahlung mit Teilchen hoher Energie (30 keV Elektronen) und hauptsächlich nach Bestrahlung mit UV-Licht einer Photonenenergie $h\nu \leq 5.3$ eV vorgestellt. Verwendet wurden im wesentlichen MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid auf 1.0...1.5 nm Siliziumoxid. Zur Interpretation der Bestrahlungsexperimente mit UV-Licht wurden zusätzlich Doppelisolatorstrukturen mit Plasma-Siliziumnitrid auf dickem Siliziumoxid (40...50 nm) untersucht.

6.1 Bestrahlung mit hochenergetischen Elektronen .

Die Bestrahlungsexperimente wurden mit Elektronen einer Energie von 30 keV an MIS - Strukturen mit 0.35 µm dicken Aluminiumgatekontakten durchgeführt. Bei dieser Energie ist die Reichweite der in die Struktur eindringenden Elektronen groß genug (>2 µm, /100/), daß alle die Halbleiter/Isolator Grenzfläche erreichen.

In Bild 32 ist die Entwicklung der Hochfrequenz- und Niederfrequenz-CV-Kurven bei Elektronenbestrahlung für drei verschiedene Bestrahlungsdosen ($D=1.9\cdot10^{-6}...2.6\cdot10^{-4}C/cm^2$) sowie der Ausgangszustand ohne Elektronenbestrahlung dargestellt. Sowohl die Konzentration fester Isolatorladungen, als auch die Grenzflächenzustandsdichte und die Hysterese der CV-Kurven vergrößern sich mit steigender Bestrahlungsdosis. Die Grenzflächenzustandsdichte in Bandmitte steigt von ursprünglich $D_{IT}=2\cdot10^{11}cm^{-2}eV^{-1}$ auf $D_{IT}=4.5\cdot10^{12}cm^{-2}eV^{-1}$ nach Elektronenbestrahlung mit einer Dosis von $D=2.6\cdot10^{-4}C/cm^2$. Wird für die Berechnung der Ladungskonzentration im Isolator der Spannungsdurchlauf Inversion → Anreicherung verwendet, so steigt Q_F/q von ursprünglich $1.8\cdot10^{12}cm^{-2}$ auf $3.7\cdot10^{12}cm^{-2}$ nach maximaler Bestrahlungsdosis an.

Die Grenzflächenzustandsdichte reagiert demnach empfindlicher auf hochenergetische Elektronenbestrahlung als die Konzentration fester Isolatorladungen. Die gleiche Eigenschaft zeigen MIS - Strukturen mit pyrolytischem Siliziumnitrid auf Dünnoxid als Isolator nach 30 keV Elektronenbestrahlung /101/: Bei einer Be-

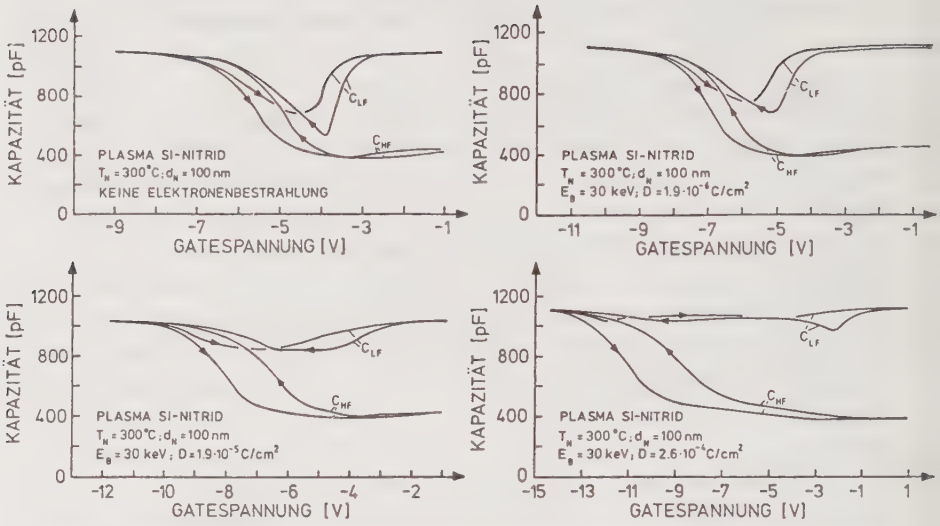


Abbildung 32 : Entwicklung der Hochfrequenz und Niederfrequenz-CV-Kurven von Al/100 nm Plasmanitrid/1-1.5 nm Siliziumoxid/Si - Strukturen nach Bestrahlung mit 30 keV Elektronen und unterschiedlicher Bestrahlungsdosis .

strahlungsdosis von $D=5\cdot10^{-5}C/cm^2$ steigt die Grenzflächenzustandsdichte in Bandmitte, unabhängig von der Abscheidetemperatur des Nitrids, auf $D_{IT}\approx2\cdot10^{12}cm^{-2}eV^{-1}$ an, während sich die Konzentration fester Isolatorladungen bei dieser Dosis - im Gegensatz zu Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid - praktisch nicht verändert.

6.2 Bestrahlung mit UV - Licht .

6.2.1 MIS - Strukturen mit Siliziumnitrid auf 1.0...1.5 nm Siliziumoxid .

Der Einfluß von UV-Bestrahlung auf ungetemperte MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid und Dünnoxid als Isolator wurde in Zusammenhang mit dem Stabilitätsverhalten von Inversionsschicht-Solarzellen untersucht /17/, wobei eine Erhöhung der Grenzflächenzustandsdichte nach UV-Bestrahlung mit Photonen einer

Energie $h\nu \geq 4.15 \pm 0.13$ eV gefunden wurde. Die Konzentration fester positiver Isolatorladungen nimmt bei Bestrahlung mit Photonen einer Energie $h\nu \geq 3.5$ eV ab. Die Flachbandspannung strebt demnach zu positiven Werten, ist aber bei den in /17/ berichteten Ergebnissen immer kleiner als 0 V. In den folgenden vier Abschnitten werden weiterführende Messungen der Grenzflächenzustandsdichte von UV-bestrahlten, ungetemperten und getemperten MIS - Strukturen, sowie der UV-induzierten Veränderung der Isolatorladungskonzentration und Ergebnisse über das thermische Ausheilverhalten von bestrahlten Proben vorgestellt.

Alle Plasma-Siliziumnitridabscheidungen wurden bei 300°C und einer Leistung von 170 W/m^2 durchgeführt, die Nitriddicken betragen etwa 100 nm. Werden MIS - Strukturen mit transparenten Gatekontakten bestrahlt, so ist die Angabe der Bestrahlungszeit bezüglich der Transmission des Kontakts korrigiert (auf Transmission 100%).

6.2.1.1. Grenzflächenzustandsdichte nach UV-Bestrahlung .

In Abbildung 33 ist der Einfluß von UV-Bestrahlung ($h\nu \leq 5.3$ eV) auf die Grenzflächenzustandsdichte in der Siliziumbandlücke gezeigt. Das D_{IT}-Spektrum wurde mit quasistatischer Kapazitätsmessung und CC-DLTS ($\sigma_p = 10^{-15}$cm^2 angenommen) bestimmt. Hierbei wurde, im Gegensatz zu allen anderen Bestrahlungsexperimenten, nicht durch einen halbtransparenten Gatekontakt bestrahlt, sondern nach der Plasmanitridbeschichtung die Nitridoberfläche 2h lang der UV-Bestrahlung ausgesetzt und anschließend Aluminiumgatekontakte aufgedampft.

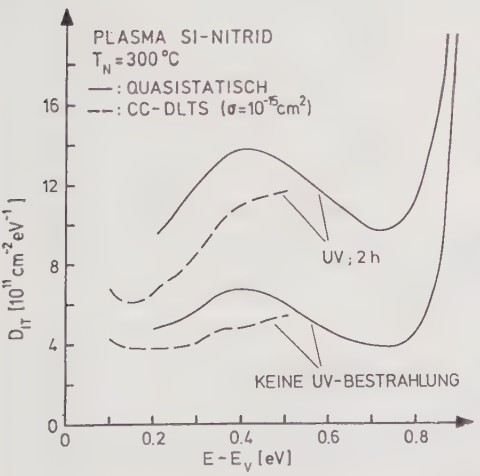


Abbildung 33 : Grenzflächenzustandsdichte in der Si-Bandlücke einer MIS-Struktur mit Plasmanitrid vor und nach UV-Bestrahlung (2h).

Zwischen den quasistatisch bzw. mit CC-DLTS bestimmten D_{IT}-Spektren ist vor und nach der UV-Bestrahlung eine, bereits im Kapitel 5 diskutierte, Diskrepanz feststellbar. Die quasistatisch ermittelten Zustandsdichten zeigen das bereits im letzten Kapitel erwähnte Maximum in der unteren Bandhälfte. Die CC-DLTS Messungen wurden mit zwei Zeitkonstanten, τ_e=2.9 ms und τ_e=58 ms, durchgeführt und liefern identische Ergebnisse. UV-Bestrahlung von 2h vergrößert die Zustandsdichte etwa um einen Faktor 2.2, die Form des D_{IT}-Spektrums bleibt im wesentlichen erhalten. Die Differenz zwischen der quasistatisch und der durch CC-DLTS ermittelten Zustandsdichte vergrößert sich nach UV-Bestrahlung.

In Bild 34 ist die Entwicklung der Grenzflächenzustandsdichte in der Siliziumbandlücke mit der UV-Bestrahlungszeit für eine MIS - Struktur, die bei 475°C für 30 min in N_2 getempert wurde, gezeigt. An dem transparenten Gatekontakt ist keine Spannung angelegt. Es zeigt sich, daß die Bildungsrate von D_{IT} wesentlich geringer ist als bei der ungetemperten Probe (Abb. 33). Die Zustandsdichte steigt bei UV-Bestrahlung überall in der Bandlücke an, bei langen Bestrahlungszeiten ist ein verstärkter Anstieg in der oberen Bandhälfte feststellbar. Für die quantitative Auswertung der Zunahme der Zustandsdichte wurde die Gesamtanzahl D^*_{IT} der Grenzflächenhaftstellen in einem Energieintervall E_i-0.2 eV...E_i+0.2 eV betrachtet:

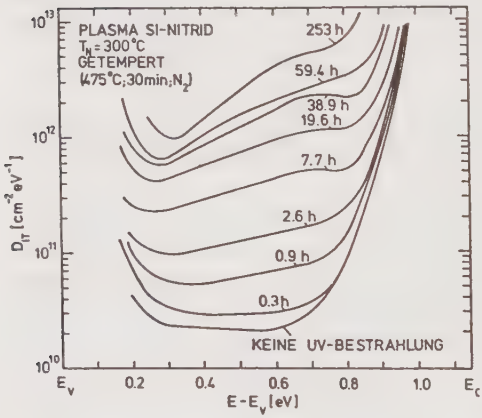


Abbildung 34 : D_{IT}-Spektren einer MIS-Struktur mit getempertem Plasmanitrid nach UV-Bestrahlung unterschiedlicher Dauer.

$$D^*_{IT} = \int_{E_i-0.2\ eV}^{E_i+0.2\ eV} D_{IT}(E)\, dE \qquad (6.1)$$

Aus der Abhängigkeit der D^*_{IT}-Werte (berechnet aus Abb. 34 mit

Gl. (6.1)) von der UV-Bestrahlungszeit ergibt sich, daß die Bildung von Grenzflächenzuständen einem Exponentialgesetz folgt :

$$D_{IT}^{*}(t) = D_{IT}^{*}(0) + D_{IT}(\infty)\cdot\{1-\exp(-t/\tau)\} \qquad (6.2)$$

$D_{IT}^{*}(0)$ ist der Ausgangswert ohne UV-Bestrahlung und $D_{IT}(\infty)$ ein zu bestimmender Sättigungswert bei unendlich langer Bestrahlungszeit. Wird aus den Meßwerten $D_{IT}^{*}(t)$ eine Funktion F(t) mit

$$F(t) := \ln\{D_{IT}(\infty)+D_{IT}^{*}(0)-D_{IT}^{*}(t)\} = -t/\tau + \ln\{D_{IT}(\infty)\} \qquad (6.3)$$

gebildet, so kann die Zeitkonstante τ der D_{IT}^{*}-Bildung als Steigung und der Sättigungswert $D_{IT}(\infty)$ als Anpassungsparameter in einer linearen Regression zwischen F(t) und t bestimmt werden.

Es wurden Messungen der optischen Generation an ungetemperten und getemperten MIS - Strukturen mit Siliziumnitrid auf Dünnoxid durchgeführt (für eine typische Messung vgl. Abb. 34) und die Parameter $D_{IT}(\infty)$ und τ ermittelt. In Bild 35 sind die D_{IT}^{*}-Meßwerte als Funktion der UV-Bestrahlungszeit (Quadrate) und die Anpassung nach Gl.(6.2) dargestellt. Der Ausgangszustand $D_{IT}^{*}(0)$ vor der UV-Bestrahlung ist durch die ausgefüllten Quadrate gekennzeichnet. Bild 35a zeigt den Einfluß von UV-Strahlung auf eine MIS - Struktur mit ungetempertem Plasma-Siliziumnitrid. Bei den Abbildungen 35b-35g wurden die Plasmanitridschichten bei Temperaturen zwischen 350°C und 700°C getempert, und Bild 35f zeigt die UV-induzierte Bildung von Grenzflächenzuständen an einer Probe mit APCVD-Siliziumnitrid (abgeschieden bei 620°C).

In allen Fällen ist eine zufriedenstellende Anpassung der Funktion nach Gl. (6.2) an die Meßwerte möglich. Der Anpassungsparameter $D_{IT}(\infty)$ und die Zeitkonstante τ sind in den jeweiligen Bildern angegeben.

Der Sättigungswert $D_{IT}^{*}(\infty)=D_{IT}(0)+D_{IT}(\infty)$ variiert bei den untersuchten Proben maximal um einen Faktor 2.5. Die Zeitkonstanten der optischen Generation (aus Abb. 35) sind in Bild 36 als Funktion der Temperatur (Abscheide- bzw. Tempertemperatur) zusammengefaßt. Die Zeitkonstanten τ der UV-Schädigung zeigen bei den Plasmanitridstrukturen einen eindeutigen Trend: Je höher die Temperatur der Temperung, desto langsamer erfogt die UV-induzierte Generation von Grenzflächenhaftstellen. Auch bei Struk-

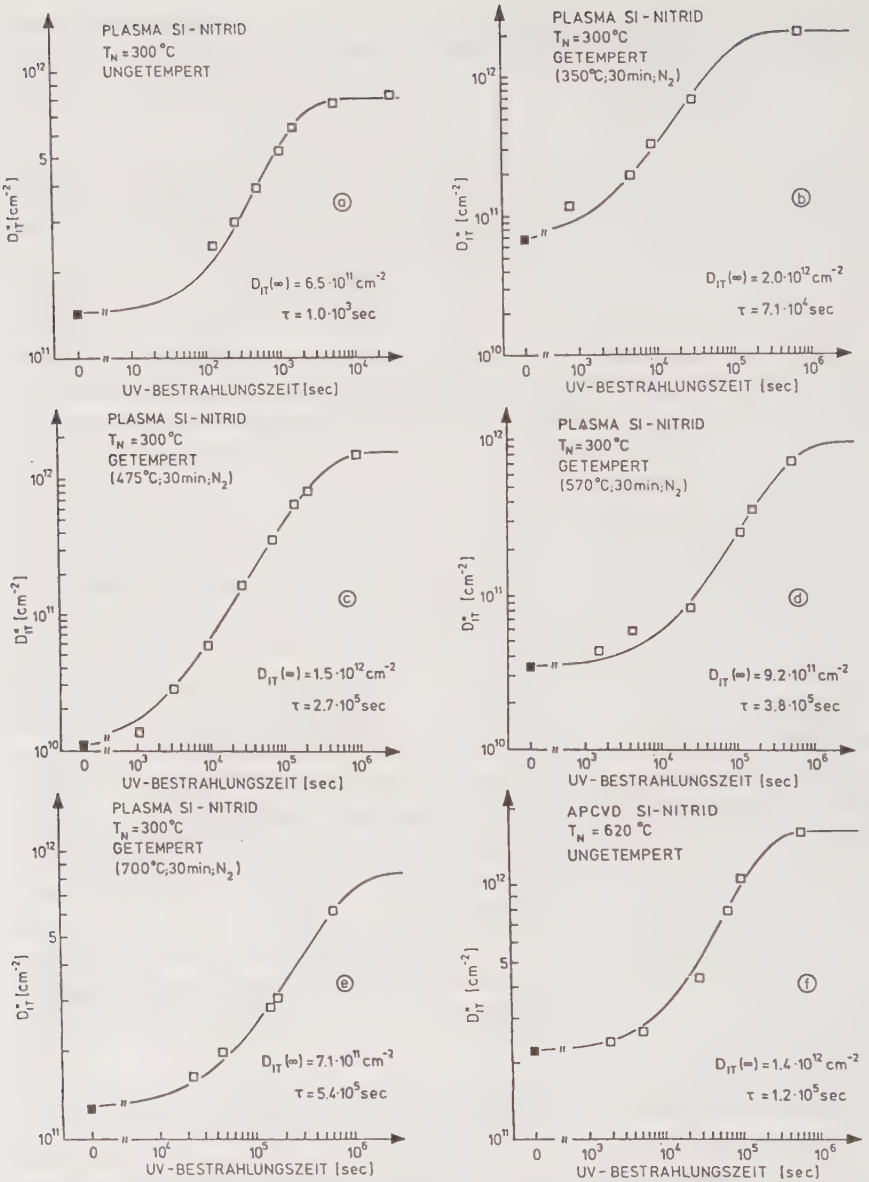


Abbildung 35 : Abhängigkeit der integralen Grenzflächenzustandsdichte (± 0.2 eV um E_i) von der UV-Bestrahlungsdauer (Quadrate) und Anpassung der Meßwerte durch Gl. (6.2). Bestrahlt wurden MIS-Strukturen mit ungetemperten und getemperten Plasmanitridschichten (a-e) und eine Probe mit pyrolytischem Siliziumnitrid (f).

turen mit APCVD-Siliziumnitrid (bei 620°C abgeschieden) wird durch UV-Bestrahlung eine Erhöhung der Grenzflächenzustandsdichte verursacht. Die Zeitkonstante τ ist größer als bei ungetempertem Plasmanitrid, aber kleiner als bei Plasmanitridstrukturen, die bei 620°C getempert sind.

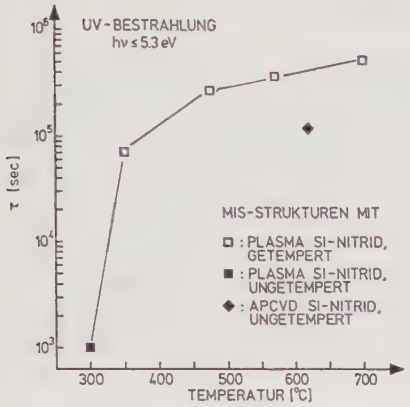


Abbildung 36 : Zeitkonstanten der optischen Generation von Grenzflächenhaftstellen in MIS-Strukturen mit Siliziumnitrid auf Dünnoxid als Funktion der (Abscheide-, Temper-)Temperatur.

In Abbildung 37 ist die Zunahme der Zustandsdichte für Abscheidetemperaturen T_N=300°C...650°C als Funktion der UV-Bestrahlungszeit t aufgetragen. Die UV-induzierte Bildung von Grenzflächenzuständen in MIS - Strukturen mit Plasmanitrid, welches bei verschiedenen Substrattemperaturen abgeschieden wurde, entspricht qualitativ der in Abbildung 35 dargestellten Temperreihe. Die optische Generation von Haftstellen erfolgt umso langsamer, je höher die Abscheidetemperatur ist. Eine D^*_{IT}-Zunahme von beispielsweise $2 \cdot 10^{11} cm^{-2}$ erfolgt bei der MIS - Struktur, deren Plasmanitrid bei der niedrigsten Temperatur (T_N=300°C) hergestellt wurde, schon nach etwa 400 sec UV-Bestrahlung, während bei T_N=650°C eine vergleichbare Zunahme erst nach etwa 30000 sec beobachtet wurde.

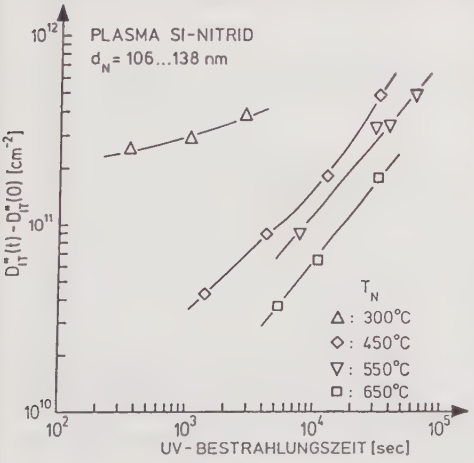


Abbildung 37 : Zunahme der integralen Grenzflächenzustandsdichte nach UV-Bestrahlung. Parameter ist die Temperatur während der Plasmanitridabscheidung.

6.2.1.2. Grenzenergie der optischen Generation von Grenzflächenzuständen bei einer MIS - Struktur mit getempertem (700°C) Plasma-Siliziumnitrid .

Für die in Abschnitt 6.2.1.1. dargestellten Ergebnisse wurden die MIS - Strukturen mit dem gesamten von der Quecksilberhöchstdrucklampe emittierten Spektrum bestrahlt. Die Generation von Grenzflächenzuständen folgt einem Exponentialgesetz (vgl. Gl. (6.2)). Die darin enthaltene reziproke Zeitkonstante $1/\tau$ der Generation kann als das Produkt einer Wahrscheinlichkeit σ_o für die Bildung eines Grenzflächenzustands und der Anzahl Φ_G (pro Fläche und Zeiteinheit) der an die Grenzfläche gelangenden Photonen einer Energie größer als eine Grenzenergie E_{Gr} betrachtet werden:

$$1/\tau = \sigma_o \cdot \Phi_G \qquad (6.4)$$

Die Zeitkonstante τ der UV-induzierten Generation steigt nach Temperung (vgl. Abb. 36). Um Rückschlüsse auf den Einfangquerschnitt σ_o machen zu können, muß überprüft werden, ob sich die Grenzenergie der optischen Generation und damit die Größe Φ_G nach Temperung verändert hat.

Die Einsatzenergie der UV-induzierten Generation von Grenzflächenhaftstellen wurde für MIS - Strukturen mit ungetempertem Plasmanitrid (T_N=260°C) auf Dünnoxid zu 4.15±0.13 eV bestimmt /17/. Es wurde durch eigene Messungen bestätigt, daß dieser Wert auch für die in dieser Arbeit untersuchten ungetemperten Strukturen übernommen werden kann.

Im folgenden werden Messungen zur Bestimmung von E_{Gr} bei einer Struktur mit getempertem (700°C) Plasma-Siliziumnitrid dargelegt.

	Bestrahlungszeit [sec]		
Filter	0	$2.4 \cdot 10^4$	$7.3 \cdot 10^4$
D_{IT}^* [cm^{-2}] ; WG 280	$1.16 \cdot 10^{11}$	$1.37 \cdot 10^{11}$	$1.72 \cdot 10^{11}$
D_{IT}^* [cm^{-2}] ; WG 295	$1.28 \cdot 10^{11}$	$1.40 \cdot 10^{11}$	$1.53 \cdot 10^{11}$
D_{IT}^* [cm^{-2}] ; WG 305	$1.17 \cdot 10^{11}$	$1.12 \cdot 10^{11}$	$1.15 \cdot 10^{11}$

Tabelle 3 : Grenzflächenzustandsdichte einer MIS - Struktur mit Plasmanitrid (700°C getempert) auf Dünnoxid nach unterschiedlicher UV-Bestrahlungsdauer mit verschiedenen Kantenfiltern im Strahlengang.

In Tabelle 3 sind die Grenzflächenzustandsdichten vor und nach UV-Bestrahlung aufgelistet, wobei in den Strahlengang die Kantenfilter WG 280, WG 295 und WG 305 eingebracht wurden.

Die Zustandsdichten liegen in einem Bereich, wo das quasistatische Verfahren den geringsten systematischen Fehler hat. Die Zustandsdichten nach den beiden Bestrahlungszeiten wurden für jeden Kantenfilter jeweils am selben Kontakt gemessen. Der Fehler in den UV-induzierten Änderungen der Zustandsdichte beträgt etwa $\Delta D^*_{IT} \approx \pm 5 \cdot 10^9 cm^{-2}$.

Für die Abschätzung der Grenzenergie wird vorausgesetzt, daß der Einfangquerschnitt σ_o energieunabhängig ist und daß die Zunahme der Zustandsdichte nach einem Exponentialgesetz der Form von Gl.(6.2) mit dem in Bild 35e angegebenen Sättigungswert $D_{IT}(\infty)$ ist. Nach Gl. (6.2) und Gl. (6.4) gilt für alle Zeiten t_i:

$$\frac{1}{\tau} = \sigma_o \Phi_G = -\frac{1}{t_i} \cdot \ln\left\{1 - \frac{D^*_{IT}(t_i) - D^*_{IT}(0)}{D_{IT}(\infty)}\right\} \qquad (6.5)$$

Wird weiterhin angenommen, daß Absorption und Reflexion am transparenten Kontakt bzw. im Isolator (≈100 nm) in dem Energiebereich (E_{Gr},5.3 eV) nahezu energieunabhängig ist, so kann der Photonenfluß Φ_G an der Grenzfläche bis auf einen multiplikativen Faktor c aus dem Emissionsspektrum N_L der Lampe unter Berücksichtigung der Transmissionskurven K(λ) der Filter gewonnen werden (vgl. Abb. 22) :

$$c \cdot \Phi_G = K(\lambda) \cdot \int_{245\ nm}^{\lambda_{Gr}} N_L \, d\lambda \qquad (6.6)$$

λ ist die Wellenlänge des Lichtes und λ_{Gr} die gesuchte Grenzwellenlänge. Die Grenzwellenlänge kann dadurch ermittelt werden, daß für alle Zeiten t_i eine lineare Regression zwischen der rechten Seite von Gl.(6.6) und der rechten Seite von Gl.(6.5) mit λ_{Gr} als Parameter durchgeführt und die Wellenlänge maximaler Korrelation ermittelt wird. Für die Haftstellengeneration ohne Kantenfilter wurde in der linearen Regression die in Abb. 35e angegebene Zeitkonstante eingesetzt.

Die Durchführung der linearen Regression ergibt eine maximale Korrelation von 0.9976 bei einer Wellenlänge von 285.0 nm, der Fehler wird auf ±6 nm abgeschätzt. Die Grenzenergie der UV-induzierten Generation von Grenzflächenhaftstellen in einem Ener-

giebereich $\pm$0.2 eV um Bandmitte bei Strukturen mit 700°C getempertem Plasma-Siliziumnitrid beträgt demnach

$$E_{Gr}=4.35\ eV\pm0.1\ eV.$$

6.2.1.3 Verlauf der Flachbandspannung mit der UV-Bestrahlung .

In Bild 38 ist die Flachbandspannung (Quadrate) der Struktur mit ungetempertem Plasmanitrid nach verschiedenen UV-Bestrahlungszeiten gezeigt. Die Flachbandspannung steigt monoton von V_{FB}=-5.3 V vor UV-Bestrahlung bis zu einem Sättigungswert von $V_{FB}\simeq$-2 V nach etwa 2500 sec UV-Bestrahlung. Die Grenzflächenzustandsdichtezunahme bei dieser Probe entspricht den in Abbildung 35a aufgetragenen Werten. Zur rechnerischen Anpassung der gemessenen V_{FB}-Werte werden alle durch UV-Bestrahlung erzeugten Grenzflächenhaftstellen als Donatoren angenommen (vgl. Diskussion zu diesem Kapitel). Sie sind dann im Flachbandzustand positiv geladen und tragen zur Konzentration positiver Isolatorladungen bei. Der Zusammenhang zwischen Isolatorladungen und Flachbandspannung unter Berücksichtigung von Ladung in Grenzflächenzuständen ist durch Gl.(2.41) bestimmt, wobei Φ_{MS} bei dem System Gold/p-Si praktisch Null ist /102/. Die Meßwerte für V_{FB} lassen sich durch 2 Exponentialfunktionen E_1 und E_2 anpassen :

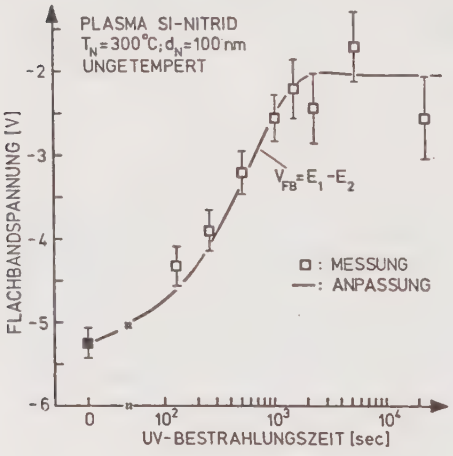


Abbildung 38 : Verlauf der Flachbandspannung mit der UV-Bestrahlungszeit (Quadrate) einer MIS-Struktur mit Plasmanitrid (ungetempert) auf Dünnoxid und Anpassung nach Gl. (6.7).

$$V_{FB} = \underbrace{V_{FB}(0) + V_{FB}(\infty)\cdot\{1-\exp(-\frac{t}{\tau_1})\}}_{E_1} - \underbrace{\frac{qA}{C_I}\cdot D_{IT}(\infty)\cdot\{1-\exp(-\frac{t}{\tau})\}}_{E_2} \quad (6.7)$$

Der mit E_1 bezeichnete Term in Gl. (6.7) wird einer durch UV-Licht verursachten Injektion ("Photoinjektion") von Elektronen in den Isolator zugeordnet (vgl. Diskussion). Der Term E_2 entspricht dem Einfluß einer positiven Ladung in optisch generierten Grenzflächenzuständen auf die Flachbandspannung mit den in Abbildung 35a angegebenen Werten für $D_{IT}(\infty)$ und τ.

In den Bildern 39.1 und 39.2 sind die Flachbandspannungen (Quadrate) von getemperten (350°C und 475°C) Strukturen nach UV-Bestrahlung aufgetragen. Die UV-induzierten Zustandsdichten dieser Proben entsprechen den Werten in Abbildung 35b bzw. 35c. Die Flachbandspannung der bei 350°C getemperten Struktur steigt in den ersten 10^3sec UV-Bestrahlung an und sinkt anschließend bis unter den Ausgangszustand $V_{FB}(0)$. Die gemessenen V_{FB}-Werte können durch Gl.(6.7) exakt angepasst werden. Die Flachbandspannung der bei 475°C getemperten Probe steigt ebenfalls monoton von V_{FB}= -2.2 V bis zu einem Sättigungswert von V_{FB}≈1.1 V nach etwa 10^4sec UV-Bestrahlungszeit. Bei sehr langen Bestrahlungszeiten (>10^5sec) nimmt die Flachbandspannung wieder ab. Wird eine Anpassung nach

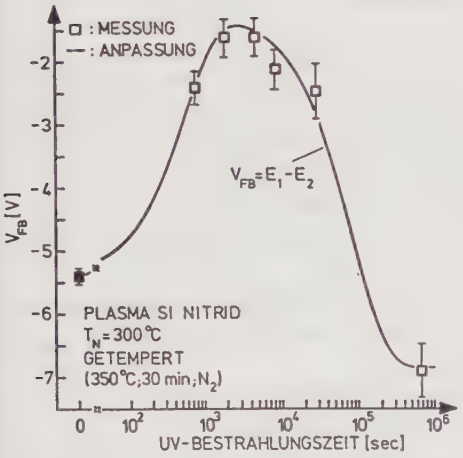


Abbildung 39.1 : Messung von V_{FB} als Funktion der UV-Bestrahlungszeit und Anpassung nach Gl. (6.7) für eine bei 350°C getemperte MIS - Struktur.

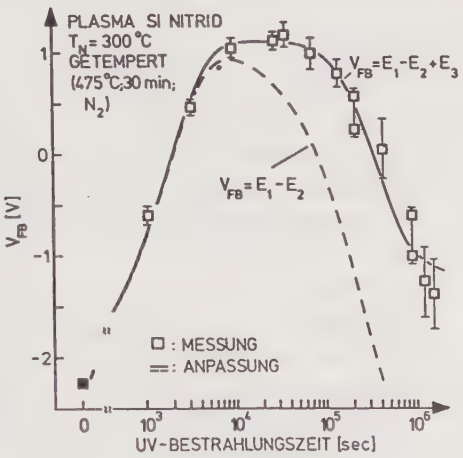


Abbildung 39.2 : Messung von V_{FB} als Funktion der UV-Bestrahlungszeit und Anpassung nach Gl. (6.7) (gestrichelt) und Gl.(6.8) (durchgezogen) für eine bei 475°C getemperte MIS-Struktur.

Gl. (6.7) durchgeführt, so ergibt sich die gestrichelte Kurve, die nur bei kleinen Bestrahlungszeiten mit den Meßwerten übereinstimmt. Eine vollständige Anpassung (durchgezogene Linie) kann dann erzielt werden, wenn in Gl. (6.7) ein weiterer Exponentialterm E_3 mit positivem Vorzeichen (entspricht einer negativen Isolatorladung) dazugefügt wird:

$$V_{FB} = V_{FB}(0) + \underbrace{V_{FB}(\infty)\{1-\exp(-\frac{t}{\tau_1})\}}_{E_1} - \underbrace{\frac{qA}{C_I} D_{IT}(\infty)\{1-\exp(-\frac{t}{\tau})\}}_{E_2} + \underbrace{V^*_{FB}(\infty)\{1-\exp(-\frac{t}{\tau_2})\}}_{E_3} \qquad (6.8)$$

In Tabelle 4 sind die Zeitkonstanten und Sättigungswerte der Anpassungen von Gl. (6.8) an die gemessenen Flachbandspannungswerte für die ungetemperte Probe und für die getemperten MIS - Strukturen zusammengefaßt. Die Zeitkonstante τ und der Sättigungswert $D_{IT}(\infty)$ der optischen Generation von Grenzflächenzuständen ist aus Abbildung 35 übernommen :

MIS - Struktur	$D_{IT}(\infty)$ [cm^{-2}]	τ [sec]	$V_{FB}(\infty)$ [v]	τ_1 [sec]	$V^*_{FB}(\infty)$ [v]	τ_2 [sec]
ungetempert	$6.5 \cdot 10^{11}$	$1.0 \cdot 10^{3}$	5.03	$6.9 \cdot 10^{2}$	--	--
getempert 350°C	$2.0 \cdot 10^{12}$	$7.1 \cdot 10^{4}$	4.20	$5.8 \cdot 10^{2}$	--	--
getempert 475°C	$1.5 \cdot 10^{12}$	$2.7 \cdot 10^{5}$	3.35	$1.8 \cdot 10^{3}$	2.08	$1.2 \cdot 10^{5}$

Tabelle 4 : Parameter zu der in Abb. 38 und 39 dargestellten Anpassung der Gleichung (6.9) an den gemessenen Verlauf der Flachbandspannung nach UV-Bestrahlung.

Neben der Messung der Flachbandspannung nach den jeweiligen UV-Bestrahlungsintervalien wurde bei MIS - Strukturen mit halbtransparenten Gatekontakten die Hochfrequenzkapazität während der UV-Bestrahlung bestimmt. Die Hochfrequenzkapazität ist ein direktes Maß für das Oberflächenpotential und damit für die Ladungsverhältnisse in einer MIS - Struktur. Während der UV-Bestrahlung werden im Halbleiter Elektron-Loch-Paare erzeugt und in der Raumladungszone, die bei einer MIS - Struktur mit ungetempertem Plas-

manitrid i.a. bei V_G=0 vorliegt, getrennt. Dies führt zu einer Abflachung der Bandverbiegung; die bei UV-Beleuchtung noch bleibende Bandverbiegung hängt von Größe und Lage der positiven Isolatorladungen sowie von der Beleuchtungsintensität ab. Im allgemeinen herrscht während der UV-Beleuchtung eine Bandverbiegung in Verarmung.

In Abbildung 40 ist die Hochfrequenzkapazität und das Oberflächenpotential während der UV-Bestrahlung bei V_G=0 für eine ungetemperte und für eine getemperte (475°C) MIS - Struktur aufgetragen. Bei der getemperten Probe steigt C_{HF} schon nach kurzer Zeit bis fast auf die Isolatorkapazität an, d.h. die Bandverbiegung im Halbleiter wird geringer. Die Hochfrequenzkapazität der ungetemperten Probe verhält sich unter UV-Bestrahlung anders: C_{HF} fällt zuerst bis zu einem Minimum nach etwa 1700 sec UV-Bestrahlung und steigt danach wieder an; d.h. die Bandverbiegung im Halbleiter wird zunächst größer.

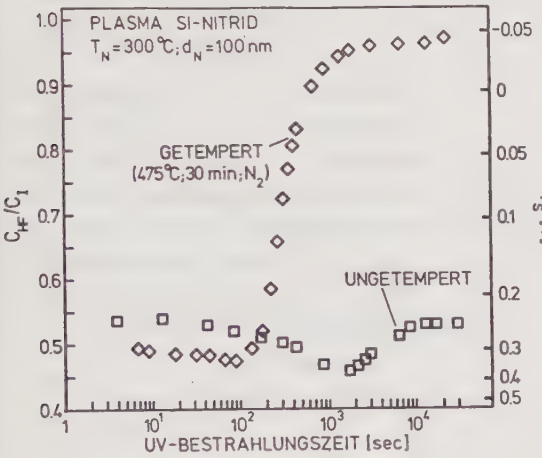


Abbildung 40 : Hochfrequenzkapazität und Oberflächenpotential einer ungetemperten und getemperten MIS-Struktur mit Plasma-Siliziumnitrid auf Dünnoxid während der UV-Bestrahlung bei V_G=0 .

6.2.1.4. Bestimmung der Aktivierungsenergie des Ausheilens der durch UV-Bestrahlung erzeugten Grenzflächenzustände .

Eine durch UV-Bestrahlung verursachte Zustandsdichteerhöhung läßt sich durch eine Temperbehandlung beseitigen. Zur Bestimmung der Aktivierungsenergie E_A der Ausheilung wurden MIS - Strukturen mit ungetempertem Plasma-Siliziumnitrid zunächst UV-bestrahlt und anschließend bei verschiedenen Temperaturen (110°C, 175°C, 200°C, 230°C) getempert. Die Grenzflächenzustandsdichten vor UV-Bestrahlung betrugen etwa $D^*_{IT}=1...2\cdot10^{11}cm^{-2}$ und waren nach UV-

Bestrahlung um etwa $3 \cdot 10^{11} cm^{-2}$ höher. Die Temperbehandlungen wurden jeweils nach bestimmten Zeiten unterbrochen und die Verbesserung der Grenzflächenzustandsdichte gemessen. Bei Temperung nähern sich die D_{IT}-Kurven dem Ausgangszustand vor UV-Bestrahlung exponentiell mit einer Zeitkonstante τ_a an. Aus einer Arrheniusauftragung der Zeitkonstanten über der reziproken Tempertemperatur kann auf die Aktivierungsenergie geschlossen werden.

In Bild 41 sind die Zeitkonstanten der Ausheilung von optisch generierten Grenzflächenzuständen für die 4 verschiedenen Tempertemperaturen als Funktion von 1000/T aufgetragen. Die Arrheniusauftragung liefert eine Gerade, aus der Steigung kann eine Aktivierungsenergie von E_A=0.81 eV berechnet werden.

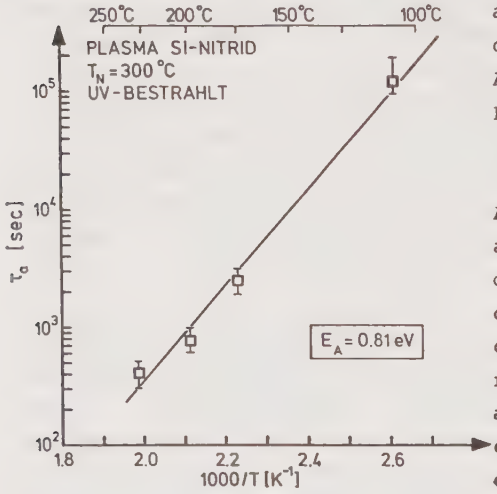


Abbildung 41 : Arrheniusauftragung der Zeitkonstante des thermischen Ausheilens von optisch generierten Grenzflächenzuständen in MIS-Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid auf Dünnoxid. Die Steigung entspricht einer Aktivierungsenergie von 0.81 eV.

6.2.2 MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid auf thermisch gewachsenem Siliziumdioxid (≈50 nm).

Zur Interpretation der in Abschnitt 6.2.1 vorgestellten Ergebnisse wurden zusätzlich MIS - Strukturen mit Plasmanitrid auf dickeren, bei 900°C thermisch oxidierten Siliziumsubstraten einer UV-Bestrahlung ausgesetzt. Auch bei diesen Strukturen wurde eine Generation von Grenzflächenhaftstellen durch UV-Licht festgestellt. Der Vorteil bei diesen Strukturen ist, daß die Grenzflächenzustandsdichte nicht mehr von Haftstellen in der Siliziumnitridschicht beeinflußt wird und dadurch eine bessere Interpretation des Effekts der optischen Generation möglich wird. Für die

in dem Kapitel 6.2.2.1 bis 6.2.2.4 untersuchten Doppelisolator - MIS - Strukturen wurden oxidierte Siliziumsubstrate einer 100-Orientierung und einem Widerstand von 20 Ωcm verwendet. Die Oxidation fand bei einer Temperatur von 900°C in trockener Sauerstoffatmosphäre mit 4% HCl statt, die Oxiddicke beträgt 50 nm. Die Plasma-Siliziumnitridbeschichtung wurde bei 300°C und einer Leistungsdichte von 160 W/m^2 durchgeführt, die Nitriddicke beträgt etwa 78 nm.

6.2.2.1 Hoch- und Niederfrequenz-CV-Kurven nach UV-Bestrahlung.

In Bild 42 sind typische Hoch- und Niederfrequenz-CV-Kurven einer Doppelisolatorstruktur mit transparenten Goldkontakten vor und nach einer 1.5-stündigen UV-Bestrahlung dargestellt (Kurven b und c). Die Charakterisierung der SiO_2/Si-Struktur vor der Plasmanitridbeschichtung ist durch die CV-Kurven der MOS - Struktur (Kurve a) gegeben.

Aus dem Unterschied der CV-Kurven (a) und (b) erkennt man, daß die Flachbandspannung nach der Nitridbeschichtung negativer wird. Nach 1.5-stündiger UV-Bestrahlung (Kurve c) steigt die Grenzflächenzustandsdichte an und sinkt die Konzentration fester Isola-

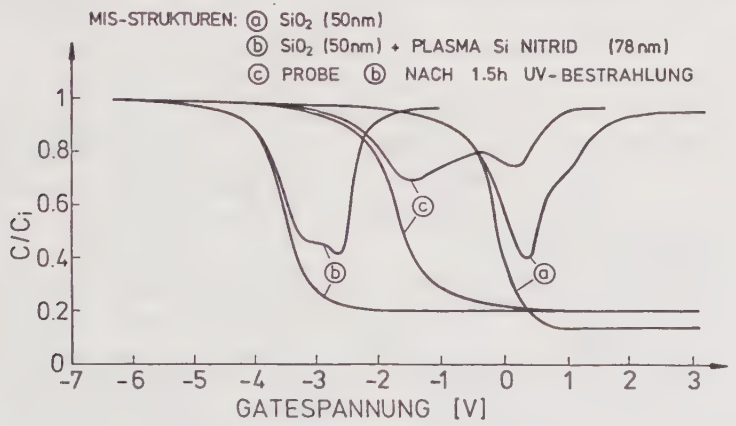


Abbildung 42 : Hochfrequenz- und Niederfrequenz-CV-Kurven einer MOS-Struktur mit 50 nm dickem SiO_2 (a) und einer Doppelisolatorstruktur (50 nm SiO_2 und 78 nm Plasmanitrid, b). Wird Struktur (b) 1.5 Stunden UV-bestrahlt, so ergibt sich das Kurvenpaar (c).

torladungen. Während der UV-Bestrahlung wurde durch Anlegen einer Gatespannung über das Rückkopplungssystem der Flachbandzustand im Halbleiter aufrechterhalten. Im Gegensatz zu der Doppelisolatorstruktur zeigt die MOS - Struktur nach 1.5-stündiger UV-Bestrahlung keine Veränderung in den CV-Kurven, auch dann nicht, wenn dabei eine Gatespannung im Bereich von -10...+10 V angelegt wird.

In einem weiteren Versuch wurde die Plasma-Siliziumnitridschicht von Probe (b) aus Abb. 42 durch einen Ätzschritt in 160°C heißer Phosphorsäure (30 min) wieder entfernt. In Bild 43 sind die CV-Kurven der MOS - Struktur nach dem Ätzvorgang gezeigt. Aus der Flachbandspannung $V_{FB} \approx 0$ V kann gefolgert werden, daß die Iso-

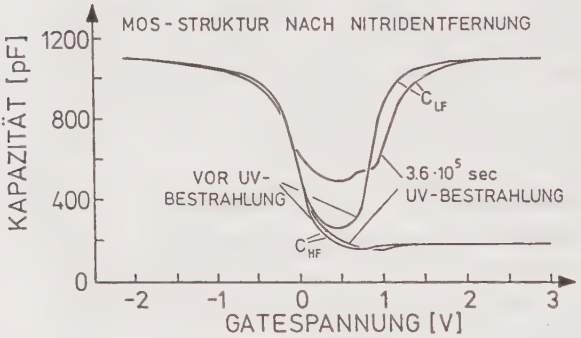


Abbildung 43 : Hochfrequenz- und Niederfrequenz- CV - Kurven der Probe (b) aus Abb. 42 nach Entfernung der Plasmanitridschicht und anschließender UV-Bestrahlung.

latorladungen , die bei Doppelisolatorstrukturen die negativere Flachbandspannung von V_{FB}=-3.6 V verursachen, nicht im Oxid lokalisiert sind. Die Grenzflächenzustandsdichte vor UV-Bestrahlung ist niedriger als bei vergleichbaren Doppelisolatorstrukturen (vgl. Abb. 42, Kurve b). Möglicherweise geschieht bereits bei einer Temperatur von 160°C eine Passivierung von D_{IT} durch Wasserstoff aus der Nitridschicht.

Die wesentlichsten Ergebnisse aus den Bildern 42 und 43 sind :

(a) Die Grenzflächenzustandsdichte der MOS - Struktur in Abb. 43 nimmt nach UV-Bestrahlung zu (nach $3.6 \cdot 10^5$s UV Bestrahlung von $D^*_{IT}=1.5 \cdot 10^{10} cm^{-2}$ auf $D^*_{IT}=1.0 \cdot 10^{11} cm^{-2}$). Dies bedeutet, daß die optische Generation von D_{IT} unabhängig von dem Vorhandensein einer Nitridschicht stattfindet.

(b) Die optische Generation von Grenzflächenhaftstellen erfolgt auch dann, wenn im SiO_2 ein vergleichsweise geringes elektrisches Feld vorliegt: Bei der Doppelisolatorstruktur (Abb. 42) wurde während der UV-Bestrahlung der Flachbandzustand im

Halbleiter und damit auch im SiO_2 aufrechterhalten, da die SiO_2-Schicht auch nach Plasmanitridbeschichtung keine Ladung enthält. Die Bestrahlung der abgeätzten MOS - Struktur wurde bei V_G=0V durchgeführt, bei der, wie aus Bild 43 direkt erkennbar, im wesentlichen Flachbandzustand herrscht. Das elektrische Feld im Oxid wurde zu E_{ox}<0.1 MV/cm abgeschätzt.

6.2.2.2 Abhängigkeit der optischen Generation von Grenzflächenzuständen vom elektrischen Feld im Oxid .

In Bild 44 und Bild 45 sind die D_{IT}-Spektren in der Siliziumbandlücke nach UV-Bestrahlung für verschiedene elektrische Felder im Oxid (E_{ox}) dargestellt. Für die Ergebnisse in Bild 44 wurde während der Bestrahlung der Flachbandzustand im Halbleiter aufrechterhalten (E_{ox}=0, siehe Bandstruktur in Abb. 44). UV-Bestrahlung verursacht eine D_{IT}-Zunahme vor allem in der oberen Bandhälfte, wobei ein Maximum bei einer Energie $E-E_V$=0.7 eV auftritt.

Für die D_{IT}-Spektren in Abbildung 45 wurde während der Bestrah-

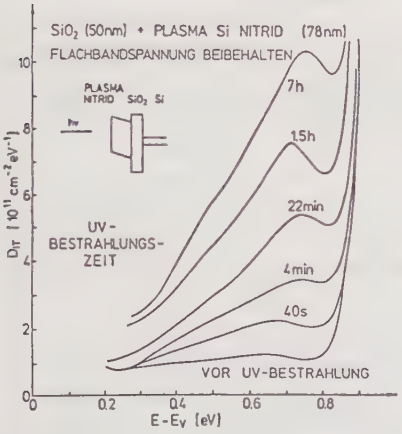


Abbildung 44 : D_{IT}-Spektren von Plasmanitrid/SiO_2/Si Strukturen vor und nach UV-Bestrahlung. Während der Bestrahlung wurde der Flachbandzustand aufrechterhalten.

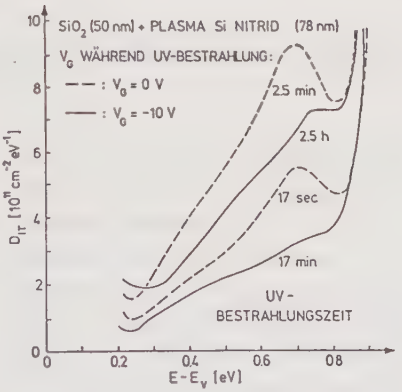


Abbildung 45 : D_{IT}-Spektren von Plasmanitrid/SiO_2/Si Strukturen vor und nach UV-Bestrahlung bei zwei verschiedenen Gatespannungen, die einem positiven und einem negativen elektrischen Feld im SiO_2 entsprechen.

lung eine Gatespannung angelegt, bei der im Siliziumdioxid ein negatives elektrisches Feld (V_G=-10 V) bzw. ein positives elektrisches Feld (V_G=0 V) auftritt (vgl. CV-Kurve (b) in Abb. 42). Die optische Generation von Grenzflächenhaftstellen erfolgt bei V_G=0 V wesentlich schneller als bei V_G=-10 V, außerdem tritt das Maximum nur bei V_G=0V, nicht aber bei V_G=-10 V auf.

Zur quantitativen Charakterisierung der Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte wurde wie in Kapitel 6.2.1. die Größe D^*_{IT} verwendet (vgl. Gl.(6.1)). Die in Bild 45 dargestellte Haftstellenbildung durch UV-Bestrahlung folgt einem Exponentialgesetz nach Gl. (6.2). In Abbildung 46 sind die Zustandsdichten D^*_{IT} als Funktion der UV-Bestrahlungszeit und die Anpassung nach Gl. (6.2) für die Gatespannungen V_G=0 V und V_G=-10 V dargestellt. Zusätzlich sind die D^*_{IT}-Werte aus Abb. 44 für eine UV-Bestrahlung im Flachbandzustand eingezeichnet, für die allerdings keine exponen-

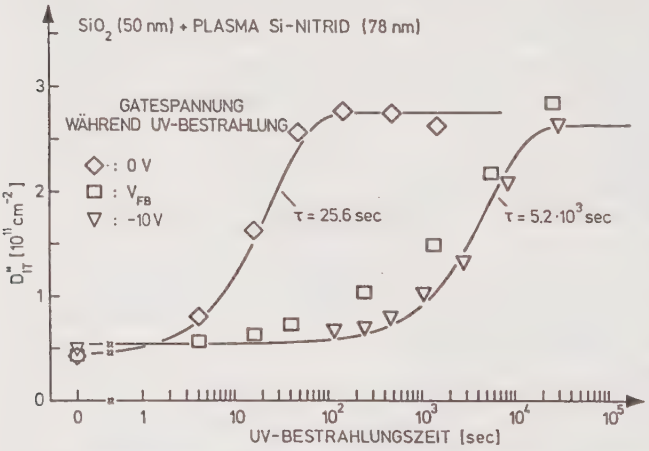


Abbildung 46 : D^*_{IT} berechnet aus Abb. 44 und 45 als Funktion der UV-Bestrahlungsdauer bei verschiedenen Gatespannungen und Anpassung durch die Exponentialfunktion von Gl. (6.2).

tielle Anpassung gefunden werden konnte. Die Sättigungsdichten $D^*_{IT}(\infty)$ betragen unabhängig vom elektrischen Feld über dem Oxid etwa $2.7 \cdot 10^{11} cm^2$. Die Zeitkonstante ist abhängig von der Polarität des elektrischen Feldes im Oxid und ist für negative Felder (V_G=-10 V) größer als für positive Felder (V_G=0V).

Die Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte und die Änderung der Flachbandspannung ist in Abbildung 47 für eine feste UV-Bestrahlungszeit (12 min) und verschiedene Gatespannungen während der Bestrahlung aufgetragen. Der Gatespannungsbereich von -15 V bis +5 V entspricht etwa einem Feld $|E_{ox}| < 2$ MV/cm. In Bild 47 sind zusätzlich die Gatespannungsbereiche angegeben, bei denen im

Halbleiter Anreicherung bzw. Inversion auftritt, sowie die dazu korrespondierenden Bandverbiegungen skizziert. Die Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte ist für positive Oxidfelder am größten und nimmt monoton zu negativen Spannungen ab. Die Flachbandspannungen nehmen über den gesamten betrachteten Gatespannungsbereich zu, wobei die kleinste Änderung von V_{FB} dann auftritt, wenn während der UV-Bestrahlung der Flachbandzustand aufrechterhalten wird. Die Änderung der Flachbandspannung kann nicht mit der D^*_{IT}-Zunahme korreliert werden.

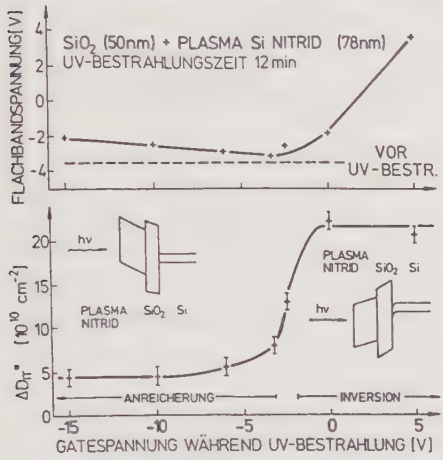


Abbildung 47 : V_{FB} und Zunahme von D^*_{IT} in Doppelisolator-MIS-Strukturen nach UV-Bestrahlung bei verschiedenen Gatespannungen.

6.2.2.3. Abschätzung der Grenzenergie der optischen Generation von Grenzflächenhaftstellen .

Zur Abschätzung der Grenzenergie der optischen Generation von Grenzflächenzuständen bei Strukturen mit Plasmanitrid und 50 nm dickem SiO_2 wurden in den Strahlengang die Kantenfilter WG 280, WG 295, WG 305 und WG 345 sowie ein Interferenzfilter mit einer Durchlaßwellenlänge von 313 nm eingebracht (vgl. Transmissionskurven in Abb. 22). Während der UV-Bestrahlung wurde in der Struktur der Flachbandzustand aufrechterhalten. Die Grenzflächenzustandsdichten wurden für den Ausgangszustand und nach zwei verschiedenen Bestrahlungszeiten gemessen, die Ergebnisse sind in Tabelle 5 zusammengefaßt .

Bei dem Kantenfilter WG 345 und dem Interferenzfilter 313 nm ist die Änderung der Zustandsdichte nach $1.7 \cdot 10^4$sec UV-Bestrahlung innerhalb der Fehlergrenzen der Meßmethode, so daß bei diesen Filtern die optische Generation von Grenzflächenzuständen praktisch Null ist. Die Grenzenergie E_{Gr} kann nicht wie in Kapi-

Filter	Bestrahlungszeit [sec] 0	$1.1 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^4$
D^*_{IT} [cm^{-2}], WG 280	$6.5 \cdot 10^{10}$	$1.1 \cdot 10^{11}$	--
D^*_{IT} [cm^{-2}], WG 295	$5.8 \cdot 10^{10}$	$6.9 \cdot 10^{10}$	$1.1 \cdot 10^{11}$
D^*_{IT} [cm^{-2}], WG 305	$6.0 \cdot 10^{10}$	$6.6 \cdot 10^{10}$	$8.3 \cdot 10^{10}$
D^*_{IT} [cm^{-2}], 313 nm	$6.3 \cdot 10^{10}$	--	$6.4 \cdot 10^{10}$
D^*_{IT} [cm^{-2}], WG 345	$5.4 \cdot 10^{10}$	--	$5.6 \cdot 10^{10}$

Tabelle 5 : Optische Generation von Grenzflächenhaftstellen in Plasmanitrid/SiO_2/Si-Strukturen mit verschiedenen Filtern im Strahlengang unter Aufrechterhaltung des Flachbandzustands während der UV-Bestrahlung .

tel 6.2.1.2. berechnet werden, da für die optisch generierte Zustandsdichte bei $V_G=V_{FB}$ keine Anpassung an das Exponentialgesetz gemäß Gl. (6.2) möglich war (vgl. Abb. 46). E_{Gr} wird qualitativ aus den in Tabelle 5 eingetragenen Meßwerten abgeschätzt. Die Grenzwellenlänge muß kleiner als 300 nm sein, da ab dieser Wellenlänge die Transmission sowohl des Kantenfilters WG 345 als auch des Interferenzfilters 313 nm einsetzt (vgl. Abb. 22) und bei diesen Filtern keine optische Generation festgestellt werden konnte. Die Grenzwellenlänge muß jedoch größer als 275 nm sein, da bei dem Kantenfilter WG 305 noch eine Generation von D_{IT} festgestellt wird. Das Wellenlängenintervall (275 nm, 300 nm) entspricht einer Grenzenergie für die Bildung von Grenzflächenhaftstellen bei 78 nm Plasma-Siliziumnitrid/50 nm SiO_2/Si-Strukturen von

$$E_{Gr}=4.3 \text{ eV} \pm 0.2 \text{ eV}.$$

6.2.2.4 Optische Generation von Grenzflächenhaftstellen nach einer Temperung .

Eine Struktur mit 50 nm SiO_2 und 78 nm Plasma-Siliziumnitrid auf Si (vgl. CV-Kurven Abb. 42, Kurve b) wurde vor der Goldmetallisierung bei 430°C für 30 min in N_2-Atmosphäre getempert. In Abbildung 48 sind die Hochfrequenz- und Niederfrequenz-CV-Kurven, sowie die Grenzflächenzustandsdichten in der Siliziumbandlücke als Funktion der UV-Bestrahlungszeit gezeigt.

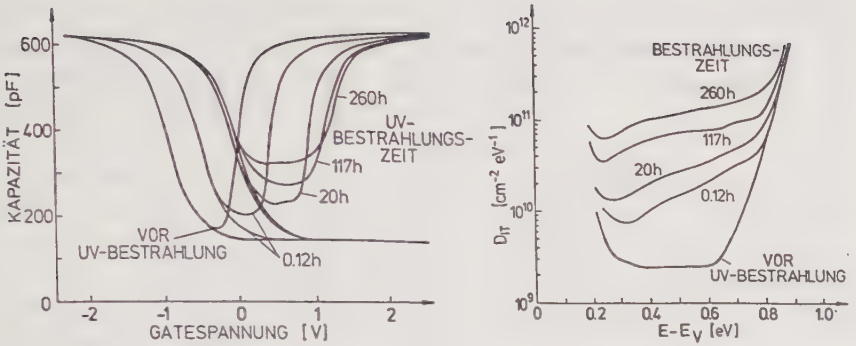


Abbildung 48 : Hochfrequenz- und Niederfrequenz-CV-Kurven einer getemperten (430°C) Plasma-Siliziumnitrid/SiO_2/Si Struktur und dazu korrespondierende D_{IT}-Spektren vor und nach UV-Bestrahlung bei V_G=0 V.

Eine 430°C Temperung der Plasmanitrid/SiO_2/Si-Struktur verursacht eine drastische Reduzierung der Grenzflächenzustandsdichte. Eine sorgfältige quasistatische Messung lieferte einen Zustandsdichtewert in Bandmitte von $2...3 \cdot 10^9 cm^{-2} eV^{-1}$. Da dieser Wert jedoch unter der Empfindlichkeitsgrenze des Meßverfahrens liegt, kann nur die Aussage getroffen werden, daß die Zustandsdichte in Bandmitte kleiner als $5 \cdot 10^9 cm^{-2} eV^{-1}$ ist. Die Flachbandspannung der Struktur beträgt etwa -1 V.

UV-Bestrahlung (bei V_G=0 V) verursacht eine Erhöhung der Zustandsdichte und der Flachbandspannung. Die Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte ist in den ersten Stunden der UV-Bestrahlung größer als bei längeren Bestrahlungszeiten. Gleichzeitig nähert sich die Flachbandspannung in diesem Zeitraum dem Wert V_{FB}=0 V an; bei Bestrahlungszeiten >20h bleibt V_{FB} nahezu unbeeinflußt. Die optische Generation von Grenzflächenhaftstellen erfolgt wesentlich langsamer als bei einer analogen ungetemperten Struktur (vgl. Abb. 46). Erst nach etwa 10^6sec UV-Bestrahlung wird eine Zunahme von etwa $\Delta D_{IT}^{*}=5.1 \cdot 10^{10} cm^{-2}$ erzielt.

In Abbildung 49 ist die Hochfrequenzkapazität der getemperten und der ungetemperten Probe <u>während</u> der UV-Bestrahlung (V_G=0 V) aufgetragen. Die zur Hochfrequenzkapazität korrespondierenden Werte des Oberflächenpotentials ψ_S sind ebenfalls eingetragen. Der Verlauf von C_{HF} mit der Bestrahlungszeit gleicht den Ergeb-

nissen bei Proben mit Plasmanitrid und Dünnoxid (vgl. Abb. 40). Während die Bandverbiegung bei der ungetemperten Probe nach kurzer Zeit (≈100 sec) bereits um etwa 200 mV zunimmt, ist dieser Effekt bei der getemperten Probe nicht so stark ausgeprägt. Die getemperte Probe nähert sich nach 10^4s UV-Bestrahlung dem Flachbandzustand an. Die Messung der ungetemperten Probe wurde nach 500 s abgebrochen, da die vorliegenden Ergebnisse zu der in der Diskussion dargelegten Interpretation ausreichen.

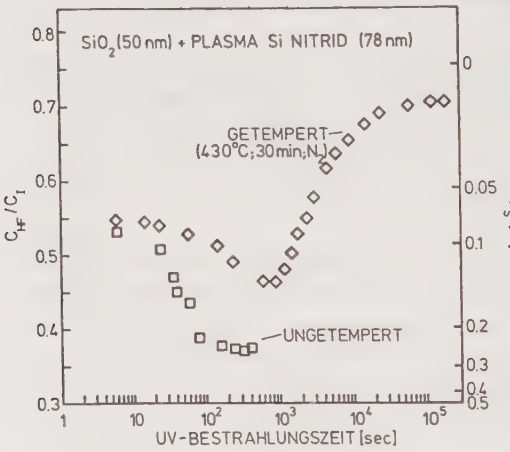


Abbildung 49 : Hochfrequenzkapazität und Oberflächenpotential einer ungetemperten und einer getemperten MIS-Struktur mit Plasmanitrid und 50 nm SiO_2 <u>während</u> der UV-Bestrahlung bei V_G=0 V.

6.2.2.5 Abhängigkeit der optischen Generation von Grenzflächenhaftstellen von Oxidationsbedingungen .

In Kapitel 6.2.2 wurde bisher die optische Generation von Grenzflächenzuständen an Doppelisolatorstrukturen mit Oxiden, die in einer Sauerstoffatmosphäre mit 4% HCl-Beimengung hergestellt wurden, beschrieben. Im folgenden wird die Grenzflächenzustandsdichte in der Si-Bandlücke nach verschiedenen UV-Bestrahlungszeiten für Doppelisolatorstrukturen mit zwei unterschiedlichen Oxiden untersucht: Verwendet wurde ein Oxid auf 8 Ωcm p(100)-Si, hergestellt in ausschließlich trockener O_2-Atmosphäre und ein Oxid auf 20 Ωcm p(100)-Si, hergestellt in einer trockenen O_2-Atmosphäre mit 5% HCl-Beimengung. Die Dicken der Oxide betragen 41 nm und 50 nm, es wurde auf beide Oxide in demselben Beschichtungsvorgang eine Plasmanitridschicht von 64 nm Dicke abgeschieden, die Abscheidedauer betrug 20 min. Außerdem wurden die beiden SiO_2/Si-Strukturen für dieselbe Zeitspanne einem Ar-NH_3 Plasma derselben Leistungsdichte (170 W/m^2) ausgesetzt. Dies simuliert

weitgehend die Verhältnisse während einer Plasmabeschichtung, ohne daß Nitrid abgeschieden wird. In Kapitel 5 wurde bereits diskutiert, daß durch einen Plasmaprozeß auch bei einer mehrere 10 nm dicken Isolatorschicht auf Silizium ein Strahlenschaden an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche auftritt.

Die Ergebnisse der Grenzflächenzustandsdichte in der Si-Bandlücke sind für die verschiedenen Strukturen in Bild 50 dargestellt. Die gestrichelten Linien zeigen die D_{IT}-Spektren der MOS - Strukturen nach Ar-NH_3 Plasmabehandlung und die durchgezogenen Linien charakterisieren die Doppelisolatorstrukturen vor und nach UV-Bestrahlung.

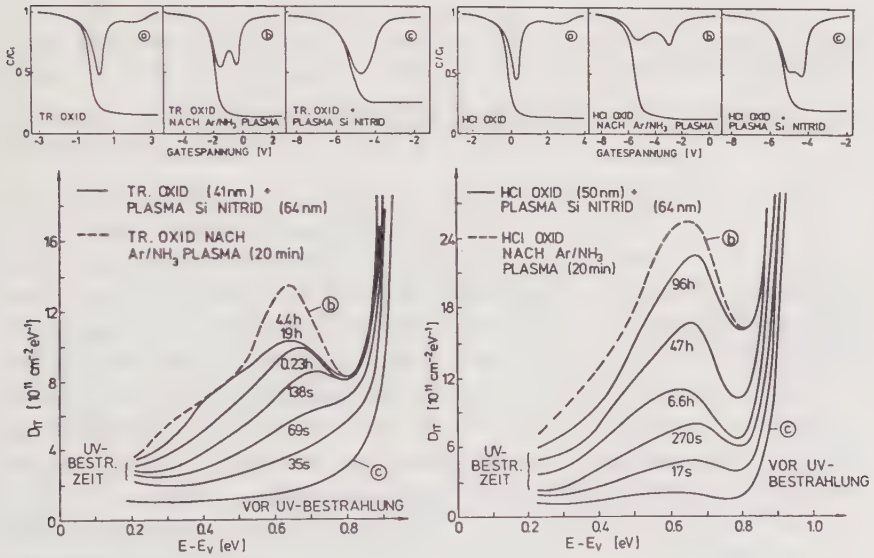


Abbildung 50 : D_{IT}-Spektren von Plasma-Siliziumnitrid/SiO_2/Si Strukturen mit trockenem Oxid (links) und HCl Oxid (rechts) vor und nach UV-Bestrahlung (durchgezogene Linien). Das gestrichelte D_{IT}-Spektrum wird gemessen, wenn eine SiO_2/Si Struktur (ohne Nitrid) einem Ar-NH_3 Plasma ausgesetzt wird. Die CV-Kurven über den Spektren beschreiben den Ausgangszustand der SiO_2/Si Struktur (a), den Zustand nach Ar-NH_3 Plasmabehandlung (b), sowie die Doppelisolatorstruktur vor UV-Bestrahlung (c).

Der Plasmaschaden ist bei dem trockenen Oxid weniger stark ausgeprägt als bei dem HCl-Oxid. Die Doppelisolatorstrukturen - d.h. wenn Plasmanitrid auf Oxid abgeschieden wird - besitzen vor UV-Bestrahlung für beide Oxide eine deutlich geringere Zustandsdichte, obwohl der annähernd identische Plasmaprozeß stattgefunden hat. Nach UV-Bestrahlung nähern sich die Grenzflächenzustandsdichten der Doppelisolatorstrukturen den D_{IT}-Spektren der plasmageschädigten MOS -Strukturen, wobei bei der Oxid/Nitrid Struktur mit dem HCl-Oxid eine stärkere UV-induzierte Generation von Grenzflächenzuständen festgestellt wurde.

Über den beiden Abbildungen sind jeweils die CV-Kurven der Ausgangsoxide, der MOS - Struktur nach Ar-NH_3 Plasmabehandlung und der Oxid/Nitrid Doppelisolatorstrukturen wiedergegeben.

6.3 Diskussion .

6.3.1 Bestrahlung mit hochenergetischen Elektronen .

Die Grenzflächenzustandsdichte und die Konzentration fester Isolatorladungen steigen bei MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid und Dünnoxid nach 30 keV-Elektronenbestrahlung an (vgl. Abb. 32). Ein ähnliches Verhalten zeigen MOS - Strukturen nach Elektronenbestrahlung /103/. Qualitativ verursacht eine hochenergetische Elektronenbestrahlung ein Aufbrechen von Bindungen in der Struktur sowie die Generation von Elektronen-Loch-Paaren. Trivalentes Silizium ($\equiv Si^{\bullet}$) wird für Grenzflächenhaftstellen verantwortlich gemacht; es kann unter Einwirkung ionisierender Strahlung durch verschiedene Prozesse gebildet werden:

- Aufbrechen von Si-H oder Si-OH Bindungen an der Grenzfläche und Wegdiffusion von H oder OH /104/. Das Aufbrechen von Si-H Bindungen nach Elektronenbestrahlung wird bei Strukturen mit pyrolytischem Siliziumnitrid (abgeschieden im Niederdruckverfahren bei 700°C) und natürlichem Oxid auf Silizium als Ursache für die Bildung von Grenzflächenzuständen angesehen /105/.
- Aufbrechen verspannter Si-O Bindungen und Relaxation der Einzelkomponenten, wobei ein trivalentes Si-Atom und ein nur einfach gebundenes Sauerstoff entsteht /86,106/.

Nach Elektronenbestrahlung ist die Flachbandspannug negativer. Die dadurch angezeigte Zunahme der festen Isolatorladungen kann zwei Ursachen besitzen, die mit den vorliegenden Messungen nicht unterschieden werden können:

- Da die Erhöhung von D_{IT} und Q_F/q etwa in derselben Größenordnung liegt, kann eine größere Isolatorladung durch positiv geladene Grenzflächenzustände vorgetäuscht werden. Voraussetzung dabei ist, daß es sich bei den Grenzflächenzuständen hauptsächlich um Donatoren handelt.
- Aufbrechen von Si-H Bindungen im Volumen des Plasmanitrids, wobei das trivalente Si zusätzlich ein Loch einfängt und zu Si^+ wird. Die Si^+-Konfiguration bildet nach Berechnungen in /40/ eine tiefe Haftstelle in der Nitridbandlücke.

Für den praktischen Einsatz der untersuchten Strukturen (100 nm Plasma-Siliziumnitrid (T_N=300°C)/1.0...1.5 nm Siliziumoxid/Silizium) kann gefolgert werden, daß die Haftstellenkonzentrationen bis zu einer Bestrahlungsdosis von $1...2 \cdot 10^{-6} C/cm^2$ nahezu unbeeinflußt bleiben.

6.3.2 Bestrahlung mit UV-Licht .

Die Bestrahlung mit UV-Licht bewirkt in den untersuchten Strukturen eine Veränderung der Grenzflächenzustandsdichte und der Flachbandspannung. Nahezu alle in Kapitel 6 gezeigten Messungen von D_{IT} und V_{FB} als Funktion der Bestrahlungszeit sind an einfache Exponentialfunktionen anpaßbar. Dies bedeutet, daß alle in den Strukturen bei UV-Bestrahlung stattfindenden Prozesse in 1. Näherung reaktionsbegrenzt sind, d.h. die Änderung einer Meßgröße X ist nur abhängig von den zur Reaktion befähigten Zentren X(t) und einer Ursache U ($dX/dt \sim X(t) \cdot U$).

Zur Erklärung der optischen Bildung von Grenzflächenzuständen in Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid auf Dünnoxid werden die Ergebnisse der Doppelisolatorstrukturen mit dickem Oxid benötigt, sie werden zunächst diskutiert.

6.3.2.1 Plasma-Siliziumnitrid auf dickem Siliziumdioxid .

Nach Abb. 42 werden bei MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumni-

trid auf 50 nm dickem SiO_2 Haftstellen an der Si-SiO_2-Grenzfläche durch UV-Bestrahlung generiert. Dies ist selbst dann feststellbar, wenn die Nitridschicht wieder abgeätzt und die resultierende MOS - Struktur bestrahlt wird (Abb. 43). Bei beiden Proben ist das elektrische Feld im SiO_2 während der Bestrahlung kleiner als 0.1 MV/cm. Eine Bildung von Grenzflächenhaftstellen durch (für SiO_2) nichtionisierende UV-Strahlung bei derartig geringen elektrischen Feldern an der Si/SiO_2 Grenzfläche ist bisher unbekannt. Alle an MOS-Strukturen in der Literatur berichteten Experimente der optischen Generation von D_{IT} mit UV-Licht einer Energie von ca. 5 eV basieren auf der Existenz eines elektrischen Feldes im Oxid mit einer Stärke von $|E_{ox}| \geq 1$ MV/cm /107-110/. Ein Fluß von teilweise hoch angeregten Ladungsträgern (z.B. "heiße" Elektronen) über die Grenzfläche wird als Ursache der Zustandsdichteerhöhung in diesen Experimenten angesehen.

Es ist nun zu überprüfen, ob in der Literatur bestehende Modelle der Zustandsdichtebildung durch Bestrahlung auch auf die hier vorliegenden Ergebnisse bei schwachen Oxidfeldern ($|E_{OX}| < 2$ MV/cm) übertragen werden können. Als Ursache der Bildung von Grenzflächenhaftstellen in MOS-Strukturen nach Bestrahlung mit Elektronen /111/ oder ionisierendem UV-Licht ($h\nu > 10$ eV) /87/ wird ein Einfang von Löchern im Grenzflächenbereich des Oxids verantwortlich gemacht, wobei die freiwerdende Energie ($\sim$5 eV) schwache Si-H, Si-OH oder verspannte Si-O Bindungen aufbricht /111/. Dieses Modell kann auf die vorliegenden Messungen aus folgenden Gründen nicht übertragen werden :

- Die Energie des UV-Lichtes ist nicht ausreichend, um im SiO_2 Elektron-Loch-Paare zu erzeugen.
- Löcherinjektion von Silizium in SiO_2 durch UV-Bestrahlung bei Gatespannungen $V_G < V_{FB}$ setzt erst ab Photonenenergien $h\nu \geq 4.6$ eV (bei $E_{ox}=1$ MV/cm, /112/) ein, während die Einsatzenergie der D_{IT}-Bildung bei $h\nu = 4.3$ eV liegt. Insbesondere ist bei UV-Bestrahlung unter Flachbandbedingungen ein elektrisches Feld an der Si/SiO_2 Grenzfläche und damit eine treibende Kraft für diesen Prozeß nicht vorhanden.
- Die Injektion von Löchern aus dem Plasma-Siliziumnitrid bei $V_G > V_{FB}$ wäre bei den in der Literatur berichteten Beweglichkeiten für Löcher in SiO_2 ($3 \cdot 10^{-6} cm^2/Vs$ bei $E_{ox}=1.5$ MV/cm, /113/) innerhalb der UV-Bestrahlungszeit möglich. Trotzdem

kann bei diesen Gatespannungen ein Löcherstrom über die Si/SiO_2 Grenzfläche als Ursache für die UV-induzierte Bildung von D_{IT} aus folgendem Grund ausgeschlossen werden : Während der UV-Bestrahlung bei V_G=0 V wird innerhalb der ersten 100 Sekunden ein mittlerer Strom von $2.1 \cdot 10^{-10} A/cm^{-2}$ gemessen, wodurch eine Generation von $2.2 \cdot 10^{11}$ Grenzflächenzuständen (vgl. Abb.46) auch dann nicht erklärt werden könnte, wenn dieser Strom ausschließlich aus Löchern bestünde und jedes Loch an der Grenzfläche eingefangen werden würde.

Der Durchgang von Elektronen (im thermischen Gleichgewicht) über die Si/SiO_2-Grenzfläche als Ursache für die Bildung von D_{IT} wurde durch folgendes Experiment ausgeschlossen: An die Au/Plasma-Siliziumnitrid/SiO_2/Si Struktur wurde für 30 min eine Spannung von +55 V angelegt ($E_{ox} \approx 4.8$ MV/cm), wobei ein Strom von $9 \cdot 10^{-6} A/cm^2$ gemessen wurde. Dies entspricht einer Elektroneninjektion von $10^{17} cm^{-2}$. Bei UV-Bestrahlung und V_G=+5 V wird dagegen ein wesentlich kleinerer Strom von $1 \cdot 10^{-9} A/cm^2$ gemessen. Die nach Elektroneninjektion bei V_G=+55 V gemessene D_{IT}-Zunahme ($\Delta D_{IT}^* = 3 \cdot 10^{10} cm^{-2}$) ist jedoch geringer als nach UV-Bestrahlung bei V_G=+5 V (vgl. Abb. 47).

Eine Elektronen- oder Löcherinjektion in das Oxid als Ursache der UV-induzierten Bildung von Grenzflächenzuständen ist auch deshalb nicht mit den Messungen konsistent, da die nach UV-Bestrahlung auftretende Flachbandspannungsänderung nicht mit der D_{IT}-Bildung korreliert werden kann (Abb. 47). Die V_{FB}-Änderungen in Abb. 47 können durch den Prozeß der Photoinjektion von Elektronen vom Silizium bzw. vom Au-Kontakt in das Nitrid erklärt werden, wobei dort ein Einfang der Elektronen durch Haftstellen stattfindet.

Wird demnach eine Ladungsträgerinjektion in das SiO_2 als Grund ausgeschlossen, können für ein Aufbrechen von Bindungen als Ursache der optischen Generation von D_{IT} zwei Erklärungen möglich sein :

- Eine direkte Wechselwirkung der UV-Strahlung mit den zur D_{IT}-Bildung befähigten Zentren, oder
- die freiwerdende Energie der Rekombination von Elektronen und Löchern, die auf der Siliziumseite der Grenzfläche durch UV-Licht angeregt werden, verursacht das Aufbrechen einer Bindung an der Si/SiO_2 Grenzfläche.

Identifikation der durch UV-Licht beeinflußten Bindungen :

Zur Identifikation der Zentren wurde die UV-induzierte Bildung von D_{IT} und das Ausmaß der Schädigung der Si/SiO_2 Grenzfläche nach einem Plasmaprozeß in Abhängigkeit der Oxidationstechnologie untersucht (vgl. Abb. 50):

- Eine Ar/NH_3-Plasmabehandlung verursacht in einer SiO_2/Si-Struktur mit einem ausschließlich in trockenem O_2 hergestellten Oxid weniger Grenzflächenhaftstellen als bei einem HCl-Oxid. Diese Messung ist mit der Tatsache konsistent, daß trockene Oxide strahlungsresistenter als HCl-Oxide sind /114,115/.
- Nach einer Plasma-Siliziumnitridbeschichtung der oxidierten Substrate ist die Zustandsdichte a) bei beiden Oxiden gleich und b) wesentlich niedriger als nach Ar/NH_3 Plasmabehandlung. Da in beiden Fällen weitgehend der gleiche Plasmaprozeß und damit auch dieselben Schädigungsmechanismen auf die Si/SiO_2-Grenzfläche eingewirkt haben, müssen während einer Plasmanitridbeschichtung die durch die Plasmabehandlung entstehenden Haftstellen passiviert werden. Der wahrscheinlichste Prozeß ist eine Absättigung von Grenzflächenhaftstellen mit atomarem Wasserstoff aus der Plasmanitridschicht. Atomarer Wasserstoff ist in der Lage, bei niedrigen Temperaturen durch 50 nm dickes SiO_2 zu diffundieren (vgl. Kap. 5).
- Nach einer UV-Bestrahlung der Doppelisolatorstrukturen steigen die Zustandsdichten an und nähern sich den D_{IT}-Spektren der plasmageschädigten MOS-Strukturen. Bei der Doppelisolatorstruktur mit HCl-Oxid werden demnach mehr Grenzflächenhaftstellen generiert als in der vergleichbaren Struktur mit trockenem SiO_2. Dies bedeutet, daß offenbar mit Wasserstoff abgesättigte Zentren durch UV-Bestrahlung beeinflußt werden.

Die entstehenden Grenzflächenzustände müssen aus folgendem Grund einen donatorartigen Charakter besitzen : Bei einer ungetemperten Doppelisolatorstruktur steigt während der UV-Bestrahlung die Bandverbiegung nach sehr kurzer Zeit um 200 mV an, während dieser Effekt bei einer analogen getemperten Struktur nicht in diesem Ausmaß auftritt (vgl. Abb. 49). Dies kann nur mit einer Erzeugung von positiv geladenen Grenzflächenzuständen in der ungetemperten Struktur während der UV-Bestrahlung erklärt

werden, da sich die beiden Proben im wesentlichen nur in der Zeitkonstante der optischen Generation von D_{IT} unterscheiden (vgl. Abb. 45 und 48)

Durch ESR (Elektronen Spin Resonanz) Messungen wurde gefunden, daß nach γ-Bestrahlung der Unterschied der Zustandsdichte von bestrahlungsfesten und weniger bestrahlungsfesten MOS - Strukturen mit der Konzentration von trivalentem $\equiv Si^{\bullet}$ an der Grenzfläche und mit Sauerstoffleerstellen im Oxid korreliert ist /116/. Wird diese Tatsache auf die Bestrahlungsexperimente bei Strukturen mit trockenem und HCl-Oxid übertragen, so führt das zu der Schlußfolgerung, daß während der UV-Bestrahlung wasserstoffhaltige Siliziumverbindungen aufgebrochen werden. Das entstehende trivalente Silizium ist als Donator bekannt /104/.

Abhängigkeit der optischen Generation vom elektrischen Feld im Oxid :

Die Messungen der optischen Generation von Grenzflächenzuständen als Funktion der angelegten Gatespannung während der UV-Bestrahlung (Abb. 44-47) liefern eine Aussage über die Beteiligung von Ladungsträgern am Entstehen von Haftstellen durch UV-Licht. Bei positiven Oxidfeldern ist die Bildungsrate von Grenzflächenzuständen wesentlich größer als im Flachbandzustand oder bei negativen Oxidfeldern und es tritt ein Maximum im D_{IT}-Spektrum bei $E-E_V=0.7$ eV auf. Dies kann durch ein in der Literatur beschriebenes Modell erklärt werden, bei dem der Einfang von Elektronen in aufgebrochenen Si-Bindungen die Bildung eines Grenzflächenzustandes und ein D_{IT}-Maximum bei $E-E_V=0.7$ eV verursacht /86/. Die hierzu notwendigen Elektronen im SiO_2-Leitungsband an der Grenzfläche sind bei positiven Oxidfeldern in hoher Konzentration durch Photoinjektion von Ladungsträgern aus dem Si in den Isolator vorhanden.

Die Eigenschaften der optisch generierten Haftstellen in den hier untersuchten Strukturen sind den Eigenschaften von Grenzflächenzuständen, die in MOS - Strukturen durch Lawineninjektion erzeugt und aufgrund ihrer Ladung "anomalous positive charge" (APC) genannt werden, ähnlich:

- APC sind donatorartige Zustände an der $Si-SiO_2$ Grenzfläche /117/.
- Das D_{IT}-Spektrum steigt nach Elektronen- oder Löcherinjek-

tion speziell in der oberen Bandhälfte. Bei Elektroneninjektion tritt ein ausgeprägtes Maximum bei $E-E_V=0.8$ eV auf /86/.

- APC kann durch Temperbehandlung ausgeheilt werden, die Aktivierungsenergie beträgt 0.88 eV /118/.
- In MOS - Strukturen mit wasserhaltigen Oxiden findet im Vergleich zu trockenen Oxiden eine verstärkte Bildung von APC durch Lawineninjektion statt /117/.

Auch für das Auftreten von APC wird das Aufbrechen von wasserstoffhaltigen Bindungen vermutet /117, 119, 120/. Eine Zusammenfassung des bisherigen Wissens über APC ist in /121/ gegeben.

6.3.2.2 Plasma-Siliziumnitrid auf Dünnoxid .

Es wurde in Abb. 33 gezeigt, daß die Differenz der quasistatisch bzw. durch CC-DLTS gemessenen Zustandsdichte einer MIS - Struktur mit Dünnoxid nach einer UV-Bestrahlung größer wird. Dies bedeutet, daß eine optische Generation von Grenzflächenhaftstellen nicht nur an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche, sondern auch noch im Isolator in einer gewissen Tiefe von der Grenzfläche entfernt stattfindet (vgl. Diskussion zu Kapitel 5).

Neben Strukturen mit Plasmanitrid auf Dünnoxid werden auch vergleichbare Strukturen mit pyrolytischem Nitrid von der UV-Strahlung beeinflußt. Dies bedeutet, daß die Empfindlichkeit auf UV-Strahlung nicht ausschließlich auf einen Plasmabeschichtungsprozeß zurückzuführen ist.

Die optisch generierten Grenzflächenzustände in MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid auf Dünnoxid und in Strukturen mit Plasmanitrid auf 50 nm dickem SiO_2 besitzen mehrere gleiche Eigenschaften:

- Die Grenzenergie der optischen Generation ist innerhalb der Fehlergrenzen gleich.
- Die optisch generierten Grenzflächenhaftstellen sind Donatoren. Auch bei Strukturen mit Plasmanitrid auf Dünnoxid kann mit analoger Argumentation wie in Kapitel 6.3.2.1 auf einen donatorartigen Charakter der Haftstellen geschlossen werden (vgl. Abb. 40 mit Abb. 49). Diese Schlußfolgerung ist kon-

sistent mit der erfolgreichen Anpassung der gemessenen Flachbandspannungen nach UV-Bestrahlung durch Gl. (6.7) bzw. (6.8) unter der Voraussetzung einer positiven Ladung in optisch generierten Grenzflächenzuständen (vgl. Abb. 38 und 39).

- Vor allem bei längeren Bestrahlungszeiten tritt eine verstärkte Haftstellengeneration in der oberen Bandhälfte auf.
- Temperungen bei ca. 500°C verlangsamen die optische Generation von Grenzflächenhaftstellen.

Es ist daher anzunehmen, daß der Mechanismus der D_{IT}-Generation bei UV-Bestrahlung in beiden Fällen weitgehend gleich ist. Das bedeutet, daß auch in MIS - Strukturen mit Plasmanitrid auf 1.0...1.5 nm dickem Oxid eine optische Generation von Grenzflächenzuständen durch Aufbrechen von Silizium-Wasserstoff-Bindungen (Si-H oder Si-OH) an der Grenzfläche stattfindet.

Bei diesen Strukturen wird die optische Generation von Grenzflächenhaftstellen mit einer Dissoziation von Si-H Gruppen erklärt. Es ist dabei nicht auszuschließen, daß die Dissoziation von Si-H Gruppen bei UV-Bestrahlung unter Mitwirkung von interstitiellem Wasserstoff H_i erfolgt ($Si-H+H_i \rightarrow Si+H_2$, /122/). Aus den vorliegenden Messungen kann keine Aussage darüber getroffen werden, ob die UV-Strahlung direkt die Si-H Bindung aufbricht oder eine andere, nicht bekannte Anregung im Grenzflächenbereich bewirkt, die dann wiederum eine Dissoziation von Si-H Gruppen verursacht. Ein direktes Aufbrechen der Si-H Bindung ist jedoch eher unwahrscheinlich, da die Einsatzenergie der optischen Generation von etwa 4 eV nicht mit der Tatsache vereinbar ist, daß die Si-H Bindung bereits bei Temperaturen >500°C dissoziiert (vgl. Diskussion zu Kapitel 5).

Die Interpretation in /17/, daß die UV-induzierte Bildung von D_{IT} in einem Aufbrechen von Si-N Bindungen begründet ist, kann nicht bestätigt werden, da der Effekt auch bei einer Si/SiO_2 Grenzfläche auftritt. Ein Aufbrechen von Si-OH Gruppen wird als unwahrscheinlich angesehen, da das Vorhandensein einer negativen Ladung des OH^--Ions der 1:1 Korrelation zwischen der Flachbandspannungsänderung durch UV-Bestrahlung und der Ladung in optisch generierten Zuständen (eine positive Ladung pro optisch generiertem Zustand angenommen, vgl. Gl.(6.8)) widersprechen würde.

Abhängigkeit der Zeitkonstante der optischen Generation von Grenzflächenhaftstellen von einer Temperung :

Ein wesentliches Merkmal der optischen Generation von D_{IT} ist die Zunahme der Zeitkonstante nach Temperung (Abb. 36). Die Generationsrate bei Strukturen mit Plasmanitrid und dickem Oxid ist, wie oben erwähnt, bei Elektroneninjektion aus dem Si in den Isolator vergrößert (vgl. Abb. 47). Dies wäre das offensichtlichste Argument dafür, daß bei MIS - Strukturen mit Plasmanitrid auf Dünnoxid die optische Generation von D_{IT} nach Temperung abnimmt, da getemperte Strukturen eine geringere Konzentration fester Isolatorladungen besitzen und damit das Ausmaß der Elektroneninjektion kleiner ist. Dies kann allerdings durch die in den Bildern 36, 38 und 39.1 gezeigten Messungen nicht bestätigt werden:

Die Zeitkonstante τ ist nach 350°C-Temperung um einen Faktor 70 größer als bei der ungetemperten Struktur, obwohl die ursprüngliche feste Isolatorladung Q_F/q (bestimmbar aus $V_{FB}(0)$) bzw. die Stärke der Elektroneninjektion ($=V_{FB}(\infty)$) sich kaum unterscheiden. Die Rate der optischen Generation von D_{IT} bei MIS - Strukturen mit Plasmanitrid auf Dünnoxid ist demnach offensichtlich unabhängig von einer Elektroneninjektion in den Isolator.

Für die Zunahme der Zeitkonstanten τ nach Temperung kann nach Gl. (6.4) eine Abnahme der Einfangquerschnitts der Haftstelle oder eine Abnahme des Photonenflusses an der Grenzfläche verantwortlich sein. In Tabelle 6 sind die Grenzenergien für bei 700°C getemperte und für ungetemperte (übernommen aus /17/) Strukturen zusammen mit dem integralen Photonenfluß $c\cdot\Phi_G$, berechnet aus dem Emissionsspektrum N_L der Lampe (Abb. 22) im Wellenlängenintervall 5.3 eV..E_{Gr}, und die gemessenen Zeitkonstanten τ der optischen Bildung von Grenzflächenzuständen (Abb. 36) zusammengefaßt :

Struktur	E_{Gr} [eV]	$c\cdot\Phi_G$ [$cm^{-2}sec^{-1}$]	τ [sec]
ungetempert	4.15	$4.55\cdot10^{14}$	$1.0\cdot10^{3}$
getempert 700°C	4.35	$2.63\cdot10^{14}$	$5.4\cdot10^{5}$

Tabelle 6 : Grenzenergien der optischen Generation von Grenzflächenzuständen, integrale Photonenflüsse der verwendeten Lampe bis zu dieser Energie und Zeitkonstante der D_{IT}-Bildung für eine ungetemperte und eine getemperte MIS - Struktur mit Plasmanitrid auf Dünnoxid.

Die Veränderung von τ nach Temperung kann nicht mit einem geringeren Photonenfluß an der Grenzfläche erklärt werden. Hieraus muß die Schlußfolgerung gezogen werden, daß sich durch Temperung der optische Einfangquerschnitt und damit eine charakteristische Größe eines elektronischen Zentrums ändert. Eine genaue Berechnung von σ_o ist nicht möglich, da Φ_G wegen den unbekannten Absorptions- und Reflexionsverlusten nicht bestimmt werden kann. Werden die Verluste als Null angenommen (d.h.c=1), so ergibt sich als untere Grenze für den Einfangquerschnitt $\sigma_o \geq 2.2 \cdot 10^{-18} cm^2$ für die ungetemperte und $\sigma_o \geq 7.0 \cdot 10^{-21} cm^2$ für die bei 700°C getemperte Struktur.

Für die Zunahme der Zeitkonstanten τ nach Temperung, d.h. Abnahme des Wirkungsquerschnitts σ_o, sind folgende Gründe möglich:

- Mechanische Verspannungen ("Stress") an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche. Das Aufbrechen von Bindungen an der Grenzfläche ist bei Anwesenheit von mechanischen Spannungen wahrscheinlicher /86, 123/. Es ist bekannt, daß die mechanischen Spannungen in Plasmanitrid bei Temperbehandlung im Temperaturbereich 300°C...550°C abnehmen /89/.
- Wenn interstitieller Wasserstoff an der optischen Generation von D_{IT} beteiligt ist, kann die Abnahme des Einfangquerschnitts durch eine Abnahme von H_i an der Grenzfläche nach Temperbehandlung interpretiert werden, da Wasserstoff aus der Nitridschicht diffundieren kann (vgl. Kap. 5). Bei MOS - Feldeffekttransistoren, die mit Plasmanitrid passiviert sind, tritt bei Injektion von heißen Ladungsträgern in das Gateoxid eine Bildung von Grenzflächenhaftstellen ein. Die verringerte D_{IT}-Bildung nach einer Temperung wird mit einer Abnahme von H_i erklärt /122/.

Abhängigkeit der Flachbandspannung von der UV-Bestrahlung :

In Abb. 38 und Abb. 39 ist gezeigt, daß durch UV-Bestrahlung bei ungetemperten und getemperten Proben ein Anstieg der Flachbandspannung in positiver Richtung (Exponentialterm E1 in Gl. (6.7) und (6.8)) mit einer relativ schnellen Zeitkonstante $\tau_1 \sim 10^3 sec$ erfolgt, wobei der Sättigungswert $V_{FB}(\infty)$ etwa der ursprünglichen Flachbandspannung $V_{FB}(0)$ entspricht (vgl. Tab. 4). Diese Komponente der UV-induzierten Änderung von V_{FB} kann durch den Prozeß der inneren Photoemission erklärt werden. Die Barrierenhöhe Si-Valenzband/Leitungsbandunterkante Isolator kann für

MNOS-Strukturen mit Siliziumnitrid und 1.0...1.5 nm Siliziumoxid zwischen den Barrierenhöhen von 1.9 eV für MNS - Strukturen /124/ und 4.25 eV für MOS - Strukturen /35/ angenommen werden. Die Energie des UV-Lichtes ($h\nu \leq 5.3$ eV) ist demnach ausreichend, um Elektronen an der Grenzfläche aus dem Si-Valenzband über die Halbleiter/Isolator Barriere anzuheben. In dem durch positive Isolatorladungen induzierten elektrischen Feld werden sie in den Isolator beschleunigt, dort von Haftstellen eingefangen und verursachen dadurch eine positivere Flachbandspannung. Wenn die Gesamtisolatorladung nicht mehr positiv ist, kommt dieser Prozeß zum Erliegen (konsistent mit $V_{FB}(\infty) \sim V_{FB}(0)$).

Neben dem bei allen Anpassungen notwendigen Photoemissionsterm E_1 und dem durch optisch generierte Grenzflächenzustände bedingten Faktor E_2 (der den Abfall von V_{FB} in Abb. 39 verursacht) ist nur bei der 475°C getemperten Probe zur vollständigen Anpassung der V_{FB}-Werte ein dritter Exponentialterm E_3 notwendig (vgl. Gl. (6.8)), dessen Zeitkonstante $\tau_2 = 1.2 \cdot 10^5$sec relativ groß ist. Das positive Vorzeichen von E_3 zeigt an, daß es sich um negative Isolatorladung handeln muß. Die wahrscheinlichste Erklärung für den Aufbau einer negativen Isolatorladung ist eine optische Generation von Elektron-Loch-Paaren im Plasma-Siliziumnitrid, ein Einfang von Elektronen in Haftstellen und ein Abfließen der Löcher. Der Bandabstand E_G wird für Siliziumnitrid, das aus einer SiH_4:NH_3:Ar Plasmareaktion bei 300°C abgeschieden wurde und einen Brechungsindex von 1.87 besitzt, in der Literatur zu $E_G = 5.3$ eV angegeben /125/. Dies würde bedeuten, daß bei ungetemperten Plasmanitridschichten ($T_N = 300°C$) eine Bildung von Elektron-Loch-Paaren durch die UV-Bestrahlung ($h\nu \leq 5.3$ eV) nicht mehr in nennenswertem Ausmaß möglich ist. Es ist allerdings nicht bekannt, ob sich der Bandabstand durch eine Temperung verändert. Möglicherweise ist eine Abnahme von E_G die Ursache dafür, daß bei der 475°C getemperten Probe im Gegensatz zu der ungetemperten bzw. bei 350°C getemperten Struktur ein zusätzlicher Exponentialterm E_3 zur Anpassung der gemessenen V_{FB}-Werte notwendig ist. Ein Hinweis auf einen derartigen Effekt ist in der Literatur vorhanden: Bei Stickstoff-dotierten amorphen Siliziumschichten, hergestellt aus einer SiH_4:N_2 Plasmaabscheidung bei 250°C, wird nach Temperung (430°C,3h) eine Abnahme des optischen Bandgaps festgestellt und mit einer Abnahme des Gesamtwasserstoffgehalts erklärt /126/.

7. OBERFLÄCHENREKOMBINATIONSGESCHWINDIGKEIT UND VOLUMENGENERATIONSLEBENSDAUER VON MIS-STRUKTUREN MIT PLASMA-SILIZIUMNITRID AUF SILIZIUMOXID (1.0...1.5 nm) ALS ISOLATOR .

Für Bauelemente mit Halbleiter/Isolator Grenzflächen ist die Größe der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit s_o von Bedeutung, sie wird von der Konzentration und dem Einfangquerschnitt von Grenzflächenzuständen bestimmt. In diesem Kapitel sind Messungen von s_o an MIS - Strukturen mit Plasmanitrid auf Dünnoxid beschrieben. Zunächst werden die beiden zur Verfügung stehenden Meßmethoden für s_o auf Übereinstimmung untersucht. Außerdem ein Wert für die Volumengenerationslebensdauer im Halbleiter angegeben. In Abschnitt 7.2 wird analog zu den Untersuchungen der Grenzflächenzustandsdichte in Kapitel 5 und 6 die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von einer Temperbehandlung nach der Nitridabscheidung gezeigt, sowie der Einfluß einer UV-Bestrahlung auf s_o dargestellt.

7.1 Vergleich der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten erhalten aus der Messung der Generationsrate bzw. der Kapazitätsrelaxation .

Bei der Messung der Generationsrate (vgl. Kap. 3.2.2. und 4.2.3) an ungetemperten MIS - Strukturen mit Plasmanitrid auf Dünnoxid wurde festgestellt, daß aufgrund einer schnellen Generation der Bereich der Rückkopplungsspannung (ca. 25 V) in extrem kurzer Zeit durchlaufen wurde, so daß die Grenzen des Meßsystems überschritten waren. Der Vergleich der Meßmethoden wurde daher an zwei getemperten Strukturen (p-100 Si, 5.2...6.9 Ωcm, $d_N \approx 90$ nm, Temperung bei 430°C, 40 min, N_2) durchgeführt, die eine niedrigere Zustandsdichte besitzen.

In Abbildung 51.1 ist für eine gate-kontrollierte MIS - Struktur (Zustandsdichte in Bandmitte: $D_{IT}=2.5 \cdot 10^{11} cm^{-2} eV^{-1}$) die Generationsrate unter dem Drainkontakt als Funktion der Gatespannung bei verschiedenen Gatelängen gezeigt. Die Gatespannungsbereiche, bei denen Anreicherung, Verarmung oder Inversion im Halbleiter auftreten, wurden durch eine CV-Messung bestimmt und sind ebenfalls eingetragen.

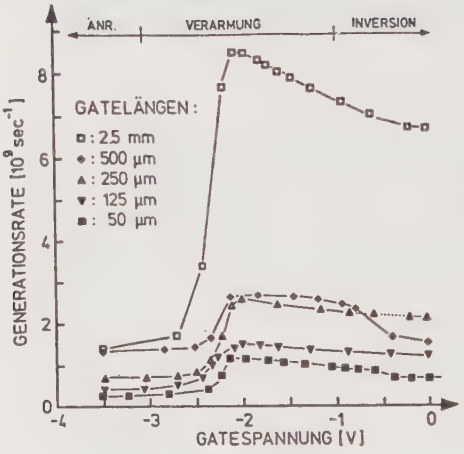


Abbildung 51.1 : Generationsrate unter dem Drainkontakt einer gate-kontrollierten MIS-Struktur nach Abb. 14 bei verschiedenen Gatespannungen und -längen.

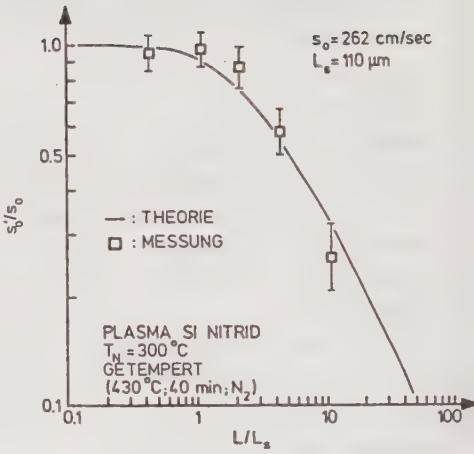


Abbildung 51.2 : Anpassung des Zuwachses der Generationsrate in Verarmung aus Abb. 51.1 bei verschiedenen Gatelängen L durch eine theoretische Abhängigkeit (nach /71/).

In Verarmung ist, abhängig von der Gatelänge, ein Anstieg der Generationsrate feststellbar, allerdings ist dann im Gegensatz zur schematischen Darstellung in Abb. 15 kein weiterer Anstieg in Richtung Inversion vorhanden. Offenbar wird die Generationsrate nahezu ausschließlich von der Grenzflächengeneration bestimmt. Aus der Messung von Bild 51.1 können gemäß Abb. 15 mit den Gl. (3.35) und (3.36) die Generationsgeschwindigkeiten s_o' ermittelt werden. Die Anpassung der s_o' Werte bei den verschiedenen Gatelängen L durch eine theoretische Abhängigkeit /71/ liefert die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit s_o und eine charakteristische Länge L_s, die die freie Wegstrecke eines generierten Minoritätsladungsträgers bis zur Rekombination beschreibt. Die Anpassung ist in Abbildung 51.2 dargestellt.

Es existiert ein Wertepaar (s_o, L_s), so daß die Meßwerte in befriedigender Weise an die Theorie angepaßt werden können. Aus der Anpassung werden die Parameter

$$s_o = 262 \text{ cm/sec} \quad \text{und} \quad L_s = 110 \text{ µm}$$

erhalten, wenn für s_o die Definition nach Gl.(2.21) zugrunde gelegt wird.

Im folgenden ist die Bestimmung von s_o durch die Messung der Kapazitätsrelaxation in tiefer Verarmung gezeigt. Die MIS-Struktur besitzt eine Grenzflächenzustandsdichte in Bandmitte von $1.2 \cdot 10^{11} cm^{-2} eV^{-1}$. Die Ergebnisse der Kapazitätsrelaxationen in Abbildung 52.1 zeigen, daß mit zunehmendem P/A-Verhältnis die Relaxationszeit kleiner wird. Die Steigungen der Kapazitätstransienten bei $C_N = C/C_I^* = 0.2$ sind in Abbildung 52.2 als Funktion von P/A aufgetragen, es ergibt sich eine Gerade. Aus der Steigung kann durch die Gleichungen (3.30), (3.31), (3.34), (3.19) und (3.20) die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit s_o ermittelt werden, wobei in den Gleichungen C_I durch C_I^* ersetzt werden muß. Zur Bestimmung der Volumengenerationslebensdauer τ_o wurde für die Relaxationskurve mit dem niedrigsten P/A-Verhältnis eine Zerbst-

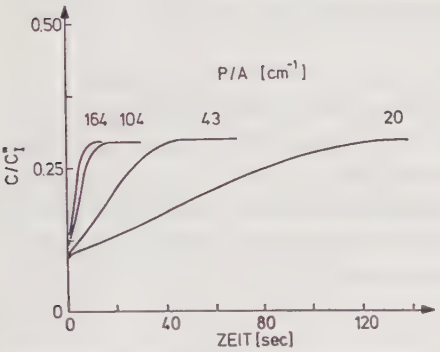


Abbildung 52.1 : Kapazitätsrelaxationen der MIS - Struktur mit verschiedenen P/A Verhältnissen des Gatekontakts nach einem Spannungspuls in tiefe Verarmung.

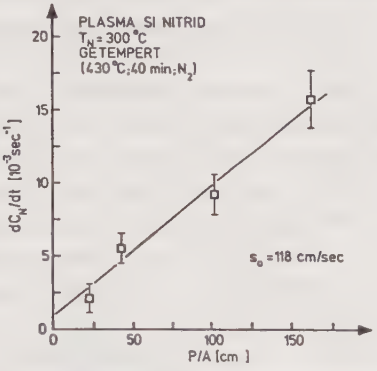


Abbildung 52.2 : Steigung der Kapazitätstransienten aus Abb. 52.1 bei $C/C_I^* = 0.2$. Aus der Steigung der Geraden wird ein s_o von 118 cm/sec berechnet.

Auswertung (Gl. (3.23)) durchgeführt, wobei die dabei bestimmte effektive Lebensdauer τ' von 74 µsec nach Gl. (3.26) korrigiert wurde. Für s_o und τ_o wurden folgende Werte erhalten:

$$s_o = 118 \text{ cm/sec} \quad ; \quad \tau_o = 90 \text{ µsec}$$

Diese durch Messung der Kapazitätsrelaxation erhaltene Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ist etwa um einen Faktor 2.2

geringer als der s_o-Wert, der bei der gate-kontrollierten Struktur bestimmt wurde. Da sich die Grenzflächenzustandsdichten in Bandmitte dieser Proben ebenfalls um einen Faktor 2 unterscheiden und s_o nach Gl. (2.21) linear von D_{IT} abhängt, kann gefolgert werden, daß die beiden Meßverfahren für die s_o-Bestimmung an MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid auf 1.0...1.5 nm dickem Siliziumoxid verwendet werden können und konsistente Ergebnisse liefern.

Im weiteren wird die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ausschließlich durch Messung der Kapazitätsrelaxation ermittelt, da diese Methode einfacher durchzuführen ist und damit außerdem auch s_o-Werte von ungetemperten MIS - Strukturen bestimmt werden können.

7.2 Einfluß von Temperung und UV-Bestrahlung auf die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit .

Zur Bestimmung des Einflusses einer Temperbehandlung auf s_o wurde auf mehrere Substrate (p-100 Si, 5.2...6.9 Ωcm) eine Plasma-Siliziumnitridschicht von etwa 90 nm Dicke in demselben Plasmaprozeß (T_N=300°C, 170 W/m^2) abgeschieden. Nach der Plasmabeschichtung wurden die Proben bei verschiedenen Temperaturen 1h lang in Stickstoffatmosphäre getempert. Anschließend wurde die Isolatoroberseite für die s_o-Messung metallisiert. In Bild 53

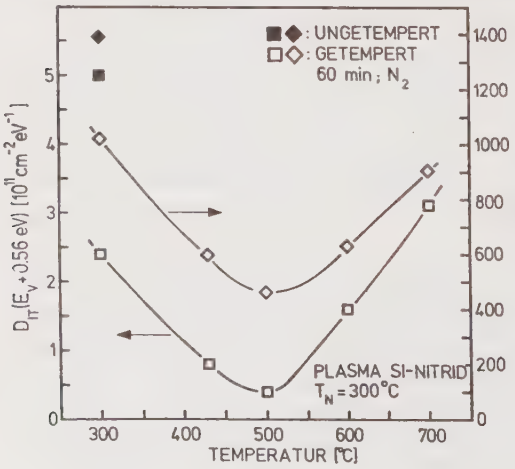


Abbildung 53 : Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit und Grenzflächenzustandsdichte in Bandmitte von Al/Plasmanitrid/1-1.5 nm Oxid/Si Strukturen nach Temperung bei verschiedenen Temperaturen. Die Werte der ungetemperten Struktur sind ebenfalls eingezeichnet.

sind die Werte für die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit zusammen mit den Grenzflächenzustandsdichten in Bandmitte als Funktion der Tempertemperatur dargestellt.

Die Grenzflächenzustandsdichte D_{IT} nach Temperung beschreibt den bereits in Kapitel 5 gezeigten U-förmigen Verlauf mit einem Minimum von D_{IT} bei einer Temperatur von etwa 500°C. Ein analoger Verlauf wurde bei der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit festgestellt: s_o sinkt von 1400 cm/sec bei einer ungetemperten Struktur auf ca. 450 cm/sec nach einer 500°C-Temperung und steigt anschließend wieder bis zu s_o= 909 cm/sec bei 700°C-Temperung an.

Die Grenzflächenbeschaffenheit eines lateral verarmten Bereichs (neben dem Kontakt) liefert bei der Messung der Kapazitätsrelaxation die Information über die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (vgl. Abb. 13). Daher kann der Einfluß von UV-Bestrahlung auf s_o mit diesem Meßverfahren untersucht werden, ohne daß die Aluminiumstrukturierung auf der Probenoberfläche entfernt werden muß.

In Tabelle 7 sind die s_o-Werte einer ungetemperten MIS - Struktur mit Plasmanitrid auf Dünnoxid im Ausgangszustand und nach drei verschiedenen Bestrahlungszeiten eingetragen. Für die Bestimmung der ebenfalls in Tabelle 7 aufgeführten Grenzflächenzustandsdichten in Bandmitte wurden nach der Bestrahlung auf der Probenoberseite Al-Gatekontakte aufgedampft.

Bestr.zeit [sec]	s_o [cm/sec]	$D_{IT}(E-E_V=0.56\ eV)$ [$cm^{-2}eV^{-1}$]
0	$(1.0 \pm 0.1)\cdot10^3$	$(2.6 \pm 0.5)\cdot10^{11}$
600	$(2.5 \pm 0.5)\cdot10^3$	---
1800	$(3.4 \pm 0.8)\cdot10^3$	$(6.5 \pm 1.0)\cdot10^{11}$
4200	$(6.1 \pm 1.2)\cdot10^3$	$(1.2 \pm 0.2)\cdot10^{12}$

Tabelle 7 : Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit und Grenzflächenzustandsdichte in Bandmitte einer Struktur aus Plasma-Siliziumnitrid/1.0...1.5 nm Siliziumoxid/p(100)-Si nach verschiedenen UV-Bestrahlungszeiten .

Die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit steigt nach UV-Bestrahlung an. Werden die Fehlergrenzen berücksichtigt, so ist der Anstieg der s_o-Werte direkt proportional zu der Zunahme der

Grenzflächenzustandsdichte in Bandmitte.

7.3 Diskussion .

Es wurde in Abschnitt 7.2 gezeigt, daß die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit durch Temperaturbehandlungen in analoger Weise wie die Grenzflächenzustandsdichte verändert werden kann. Für alle Temperaturen in Abb. 53 wurde das Verhältnis Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit/Grenzflächenzustandsdichte in Bandmitte gebildet. Die Verhältnisse variieren maximal um einen Faktor 3. Da sich s_o nach Gl. (2.21) aus dem Produkt der Einfangquerschnitte für Elektronen und Löcher sowie der Zustandsdichte zusammensetzt, kann diese Variation dem Einfangquerschnittsprodukt zugeordnet werden. Um eine Größenordnung für das Einfangquerschnittsprodukt von Grenzflächenhaftstellen in Bandmitte zu erhalten, wurde aus den Werten von Abbildung 53 und Gl. (2.21) ein Mittelwert für $\sqrt{\sigma_{sn}\cdot\sigma_{sp}}$ gebildet :

$$\sqrt{\sigma_{sn}\cdot\sigma_{sp}} = 7\cdot10^{-15}\,cm^2$$

Dieser relativ hohe Wert entspricht größenordnungsmäßig den für MOS - Strukturen in der Literatur bekannten Werten des Elektronen- und Löchereinfangquerschnitts von Grenzflächenhaftstellen in Bandmitte /33/.

Es wurde allerdings festgestellt, daß die Werte für die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit variieren, wenn die Proben nicht in demselben Herstellungsvorgang präpariert wurden : So wurde (nach einer 430°C-Temperung) ein s_o=118 cm/sec ($D_{IT}=2.5\cdot10^{11}cm^{-2}eV^{-1}$) und ein s_o=598 cm/sec ($D_{IT}=8\cdot10^{10}cm^{-2}eV^{-1}$) gemessen. Das Produkt der Einfangquerschnitte ist offenbar stark von Schwankungen im Herstellungsprozeß abhängig. Eine systematische Untersuchung der Gründe dieser s_o-Variation wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

In Bezug auf die praktische Anwendung kann gefolgert werden, daß bei MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid auf Dünnoxid eine niedrige Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche durch eine Temperung bei einer

Temperatur von 430...500°C zu erreichen ist. Dies bewirkt eine Reduzierung der Grenzflächenzustandsdichte durch Wasserstoffpassivierung unabgesättigter Valenzen an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche (vgl. Kap. 5), was bei nahezu gleichbleibendem Einfangquerschnittsprodukt eine Verminderung von s_o verursacht. Der niedrigste für s_o gemessene Wert an diesen Strukturen betrug s_o=20 cm/sec nach einer einstündigen Temperung bei 430°C, wobei die Grenzflächenzustandsdichte in Bandmitte kleiner als $10^{10} cm^{-2} eV^{-1}$ war /77/.

Die Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte in Bandmitte nach UV-Bestrahlung ist innerhalb der Fehlergrenzen mit der Zunahme von s_o korreliert (vgl. Tab. 7). Der Mittelwert des Produkts der Einfangquerschnitte der durch UV-Bestrahlung gebildeten Haftstellen beträgt :

$$\sqrt{\sigma_{sn} \cdot \sigma_{sp}} = (5 \pm 2) \cdot 10^{-15} cm^2$$

Da auch dieses Einfangquerschnittsprodukt einen relativ hohen Wert hat, wird in Inversionsschichtsolarzellen die große Anzahl der durch UV-Bestrahlung gebildeten Grenzflächenhaftstellen verstärkt zu Rekombinationsprozessen beitragen. Dies wurde bereits in /17/ vermutet.

Für die Volumengenerationslebensdauer wurde ein Wert von 90 µsec erhalten. Ähnliche Werte von τ_o werden an MOS - Strukturen gleicher Dotierung bestimmt /127/, d.h. der Plasmabeschichtungsprozeß bewirkt keine Verschlechterung der Volumengenerationslebensdauer. Der hohe Wert für τ_o ist mit dem Ergebnis der CC-DLTS Messung aus Abschnitt 5.1.1 konsistent, daß nach einer Plasmabeschichtung keine Volumenzustände im Halbleiter nachgewiesen werden können.

8. ZUSAMMENFASSUNG .

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmals an MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid Haftstellen im Bereich der Halbleiter/Isolator Grenzfläche charakterisiert. Verwendet wurden hierbei Strukturen, wie sie für Inversionsschicht-Solarzellen im aktiven Gebiet zwischen den Metallfingerkontakten verwendet werden : Eine etwa 100 nm dicke Plasma-Siliziumnitridschicht wird vom Siliziumsubstrat durch eine 1.0...1.5 nm dicke Oxidschicht getrennt. Untersucht wurde die Haftstellenkonzentration an der Grenzfläche, die Konzentration fester Isolatorladungen, sowie die durch UV-Bestrahlung verursachte Generation von Grenzflächenhaftstellen als Funktion von Abscheidebedingungen bzw. Temperbehandlungen. Die Grenzflächenzustände in Bandmitte, die am stärksten zu Rekombinationsprozessen beitragen, wurden zusätzlich durch eine Messung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit charakterisiert. Die Bestimmung der Volumengenerationslebensdauer lieferte eine Aussage über Haftstellen in der Raumladungszone des Siliziums.

Bei MIS - Strukturen mit Plasmanitrid, das bei 270°...300°C abgeschieden wurde, liegt die Zustandsdichte in Bandmitte im Bereich von einigen $10^{11}cm^{-2}eV^{-1}$ und die Isolatorladungsdichte bei einigen $10^{12}cm^{-2}$. Haftstellen an der 1.0...1.5 nm entfernten Nitrid/Oxid Grenzfläche liefern einen nicht vernachlässigbaren Beitrag zu den bezüglich Rekombinationsprozessen wirksamen Grenzflächenzuständen. Bei Strukturen mit dickeren Oxidschichten ($d_{ox} \geq 5$ nm) zwischen der Nitridschicht und dem Siliziumsubstrat konnte kein Einfluß der Oxid/Nitrid Grenzfläche auf die Grenzflächenzustandsdichte mehr festgestellt werden.

Temperungen im Bereich 300°...500°C verursachen eine Reduzierung der Grenzflächenzustandsdichte. So wurde bei einer MIS - Struktur, bei der die höchste Temperatur eines Prozeßschrittes während der Herstellung 525°C war (Formierung des 1.0...1.5 nm dicken Oxids), nach einer 500°C-Temperung eine Zustandsdichte in Bandmitte unter $10^{10}cm^{-2}eV^{-1}$ erreicht. Es konnte außerdem kein Einfluß mehr von Haftstellen im Isolator bzw. an der Oxid/Nitrid Grenzfläche auf die Zustandsdichte festgestellt werden. Die Kapa-

zitäts-Spannungsabhängigkeit dieser Probe zeigt keine Hystereseeffekte. Wird statt des dünnen Tunneloxids eine 50 nm dicke, bei 900°C hergestelle SiO_2-Schicht verwendet, können nach Temperung (430°C) Zustandsdichten unter $5 \cdot 10^9 cm^{-2} eV^{-1}$ erzielt werden.
Bei Temperungen über 500°C nimmt die Zustandsdichte wieder zu.

Der Verlauf der Grenzflächenzustandsdichte als Funktion der Temperatur kann für Temperungen bis 500°C durch die Passivierung unabgesättigter Valenzen an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche, und für Temperungen über 500°C durch eine Dissoziation von wasserstoffpassivierten Zentren (insbesondere Si-H Gruppen) verstanden werden. Plasma-Siliziumnitrid enthält einen großen Volumenanteil Wasserstoff, wobei schon bei Temperaturen ≈300°C eine Umlagerung des Wasserstoffs von N-H Bindungen zu Si-H Bindungen stattfindet. Diese Interpretation ist konsistent mit Messungen an Vergleichsstrukturen mit pyrolytischem Siliziumnitrid.

Die Konzentration fester Isolatorladungen nimmt bei Temperbehandlungen einer Temperatur $\geq$430°C einen niedrigen Wert ($Q_N/q = 5 \ldots 10 \cdot 10^{11} cm^{-2}$) an. Dies wird mit einer thermisch aktivierten Neutralisierung positiv geladener Isolatorzentren durch Elektronen erklärt.

Hochenergetische Bestrahlung (30 keV Elektronen) sowie niederenergetische Bestrahlung (UV-Licht, $h\nu \leq 5.3$ eV) bewirkt eine Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte. Bei Elektronenbestrahlung verursacht der Durchgang hochenergetischer Teilchen an der Grenzfläche ein Aufbrechen von Bindungen und damit eine Zunahme der Haftstellenkonzentration. Die Bestrahlungsdosis für eine merkliche Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte beträgt etwa $1 \ldots 2 \cdot 10^{-6} C/cm^2$.

Eine Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte durch UV-Bestrahlung tritt nicht nur bei MIS - Strukturen mit Plasmanitrid auf Dünnoxid, sondern auch bei Vergleichsstrukturen mit pyrolytischem Siliziumnitrid, sowie an MIS - Strukturen mit 50 nm dickem SiO_2 (Metall/Plasmanitrid/SiO_2/Si- oder reine MOS-Strukturen) auf. Dabei ist es nicht notwendig, daß über der Halbleiter/Isolator Grenzfläche ein elektrisches Feld anliegt. Diese optische Generation von Grenzflächenhaftstellen in feldfreien MOS - Strukturen

durch für SiO_2 nichtionisierende UV-Strahlung war bisher nicht bekannt. Die UV-induzierte Haftstellenbildung tritt ab Photonenenergien $h\nu \approx 4.3$ eV auf. Die gebildeten Zustände befinden sich vornehmlich in der oberen Bandhälfte des Siliziums und wurden als Donatoren identifiziert.

Bei MIS - Strukturen mit Plasmanitrid auf 50 nm SiO_2 wurde festgestellt, daß die optische Generation von Grenzflächenzuständen vom Herstellungsprozeß des Siliziumdioxids abhängig ist; bei Verwendung von trockenen Oxiden wurde eine höhere Bestrahlungsfestigkeit gefunden als bei HCl-Oxiden.

Es konnte nachgewiesen werden, daß an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche während eines Plasmanitridabscheideprozesses sowohl eine Schädigung durch den Plasmaprozeß als auch eine gleichzeitige Passivierung unabgesättigter Valenzen durch Wasserstoff stattfindet.

Die optische Generation von Grenzflächenhaftstellen wird mit einer durch UV-Strahlung verursachten Dissoziation von Si-H Gruppen erklärt. Die Haftstellenbildung erfolgt in Abhängigkeit mit der Bestrahlungszeit nach einem Exponentialgesetz. Die Zeitkonstante der Generation ist abhängig von Temperbehandlungen, während die Grenzenergie für die optische Generation von Zuständen von einer Temperung nicht beeinflußt wird.

Eine für die Anwendung auf Solarzellen wichtige Erkenntnis ist, daß bei Strukturen mit Plasmanitrid auf Dünnoxid bereits eine 30-minütige Temperung bei 350°C die optische Generation von Grenzflächenzuständen um einen Faktor 70 verlangsamt.

Die Konzentration fester positiver Isolatorladungen nimmt bei UV-Bestrahlung ab. Diese Abnahme ist hauptsächlich durch den Prozeß der inneren Photoemission von Elektronen aus dem Silizium in den Isolator begründet.

Neben der Bestimmung der Grenzflächenzustandsdichte wurde zusätzlich über die Messung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit eine Aussage über den Einfangquerschnitt von Grenzflächenhaftstellen in Bandmitte erhalten. Für die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit wurde bei ungetemperten MIS - Strukturen mit Plasma-Siliziumnitrid auf 1.0...1.5 nm dickem Siliziumoxid ein Wert in der Größenordnung von 1000 cm/sec bestimmt. Bei

diesen Strukturen kann die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit durch Temperbehandlungen in analoger Weise wie die Grenzflächenzustandsdichte erniedrigt werden, es wurden Werte bis zu 118 cm/sec nach einer Temperung bei 430°C erreicht. Das Einfangquerschnittsprodukt $\sqrt{\sigma_{sn} \cdot \sigma_{sp}}$ für Grenzflächenhaftstellen in Bandmitte wurde zu $7 \cdot 10^{-15} cm^2$ bestimmt.

Werden MIS - Strukturen mit Plasmanitrid auf Dünnoxid einer UV-Bestrahlung ausgesetzt, so wurde innerhalb der Fehlergrenzen ein linearer Zusammenhang zwischen dem Anstieg der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit und der Grenzflächenzustandsdichte festgestellt. Für das Einfangquerschnittsprodukt der durch UV-Licht erzeugten Grenzflächenhaftstellen in Bandmitte wurde ein Wert von $5 \cdot 10^{-15} cm^2$ ermittelt.

Eine Abscheidung von Siliziumnitrid in einem Plasmaprozeß bewirkt keine Generation von Haftstellen im Volumen des Siliziumsubstrats. In der Raumladungszone konnten durch eine CC-DLTS-Messung keine Volumenzustände nachgewiesen werden. Dies korreliert mit einem relativ großen Wert der Volumengenerationslebensdauer (90 µsec bei $N_A = 2 \cdot 10^{15} cm^{-3}$).

9. LITERATURVERZEICHNIS

/1/ W.G.Pfann, C.G.B.Garrett, Semiconductor Varactors Using Surface Space-Charge Layers, Proc.IRE 47, 2011 (1959)

/2/ Wöhler, Deville, Directe Darstellung des Stickstoffsiliciums, in "Journal für praktische Chemie", O.L.Erdmann, G.Werther (Herausgeber), 77, 499, Leipzig (1859)

/3/ V.J.Doo, D.R.Nichols, G.A.Silvey, Preparation and Properties of Pyrolytic Silicon Nitride, J.Electrochem. Soc. 113, 1279 (1966)

/4/ H.F.Sterling, R.C.G.Swann, Chemical Vapour Deposition Promoted by r.f. Discharge, Sol.St.Electron. 8, 653 (1965)

/5/ R.S.Withers, D.J.Silversmith, R.W.Mountain, MNOS/CCD Nonvolatile Analog Memory, IEEE Tr.El.Dev.Lett. EDL-2, 165 (1981)

/6/ M.M.E. Beguwala,T.L.Gunkel,II, An Improved Model for the Charging Characteristics of a Dual-Dielectric (MNOS) Nonvolatile Memory Device, IEEE Tr.El.Dev. ED-25, 1023 (1978)

/7/ A.K.Sinha, H.J.Levinstein, T.E.Smith, G.Quintana, S.E.Haszko, Reactive Plasma Deposited Si-N Films for MOS-LSI Passivation, J.Electrochem. Soc. 125, 601 (1978)

/8/ M.J.Powell, B.C.Easton, O.F.Hill, Amorphous silicon-silicon nitride thin film transistors, Appl.Phys.Lett. 38, 794 (1981)

/9/ H.C.Tuan, M.J.Thompson, N.M.Johnson, R.A.Lujan, Dual-Gate a-Si:H Thin Film Transistors, IEEE Tr.El.Dev.Lett. EDL-3, 357 (1982)

/10/ A.J.Snell, W.E.Spear, P.G.LeComber, K.Mackenzie, Application of Amorphous Silicon Field Effect Transistors in Integrated Circuits, Appl.Phys. A26, 83 (1981)

/11/ R.Hezel, R.Schörner, T.Meisel, Application of Amorphous Silicon Nitride for MIS/Inversion Layer Solar Cells, in "Proceedings of the Third EC Photovoltaic Solar Energy Conference", Reidel, Netherlands (1981)

/12/ R.Hezel, R.Schörner, Plasma Si Nitride-A promising dielectric to achieve high-quality silicon MIS/IL solar cells, J.Appl.Phys. 52, 3076 (1981)

/13/ R.Schörner, R.Hezel, High Efficiency Inversion Layer Solar Cells on Polycrystalline Silicon by the Application of Silicon Nitride, IEEE Tr.El.Dev. ED-28, 1466 (1981)

/14/ R.Hezel, High Charge Densities in Si-Nitride and their Effect on the Inversion Layer Mobility of Silicon MIS/IL Solar Cells, Proc.16th IEEE Photov.Spec.Conf., 1237 (1982)

/15/ H.Schauer, E.Arnold, P.C.Mürau, Interface States and Memory Decay in MNOS Capacitors, IEEE Tr.El.Dev. ED-25, 1037 (1978)

/16/ J.Kassabov, E.Atanassova, E.Goranova, Carrier Mobility in Inversion Layers and rf Plasma Induced Radiation Defects at the Si-SiO_2 Interface, Sol.St.Electron. 27, 13 (1984)

/17/ E.P.Burte, Herstellung und Charakterisierung von Inversionsschicht-Solarzellen auf polykristallinem Silizium, Dissertation Univ.Erlangen (1984)

/18/ K.Jäger, R.Hezel, Optical Stability of Silicon Nitride MIS Inversion Layer Solar Cells, IEEE Tr.El.Dev. ED-32, 1824 (1985)

/19/ E.Arnold, H.Schauer, Measurements of interface state density in MNOS structures, Appl.Phys.Lett. 32, 333 (1978)

/20/ A.Singh, J.G.Simmons, Determination of Energy Density Distribution and Capture Cross-Section of Interface States in the Metal-Nitride-Oxide-Semiconductor (MNOS) Structure, Sol.St.Electron. 25, 219 (1982)

/21/ L.I.Popova, P.K.Vitanov, B.Z.Antov, Interface States in MNOS Systems, Thin Sol.Films 51, 305 (1978)

/22/ S.Fujita, H.Toyoshima, M.Nishihara, A.Sasaki, Variations of Trap States and Dangling Bonds in CVD Si_3N_4 Layer on Si Substrate by NH_3/SiH_4 Ratio, Jour.Electron.Mat. 11, 795 (1982)

/23/ J.P.Bigorne, M.Favre, G.Salace, J.Despujols, An Investigation of the Interface State Density in Metal-Silicon Nitride-Silicon Structures, Sol.St.Electron. 23, 243 (1980)

/24/ C.Blaauw, Preparation and Characterization of Plasma-Deposited Silicon Nitride, J.Electrochem. Soc. 131, 1114 (1984)

/25/ E.A.Taft, Characterization of Silicon Nitride Films, J.Electrochem. Soc. 118, 1341 (1971)

/26/ R.Hezel, N.Lieske, Characterization of plasma-deposited

silicon nitride films by Auger electron spectroscopy and electron energy loss spectroscopy, J.Appl.Phys. 53, 1671 (1982)

/27/ C.Blaauw, Stress in chemical-vapor-deposited SiO_2 and plasma-SiN_x films on GaAs and Si, J.Appl.Phys. 54, 5064 (1983)

/28/ W.A.P.Claassen, W.G.J.N.Valkenburg, F.H.P.M.Habraken, Y.Tamminga, Characterization of Plasma Silicon Nitride Layers, J.Electrochem. Soc. 130, 2419 (1983)

/29/ A.K.Sinha, T.E.Smith, Electrical properties of Si-N films deposited on silicon from reactive plasma, J.Appl.Phys. 49, 2756 (1978)

/30/ M.Maeda, Y.Arita, Electrical properties and their thermal stability for silicon nitride films prepared by plasma-enhanced deposition, J.Appl.Phys. 53, 6852 (1982)

/31/ T.E.Nagy, C.D.Fung, W.H.Ko, Physical and Electrical Properties of Plasma Deposited Silicon Nitride Films, in "Silicon Nitride Thin Insulating Films", V.J.Kapoor, H.J.Stein (eds.), The Electrochem.Soc. Proc. 83.3, 167, Pennington, N.J. (1983)

/32/ R.Hezel, W.Bauch, Charge Storage Properties of Plasma-Deposited Silicon Nitride Films and the Effect of Interface States, J.Electrochem.Soc. Extended Abstracts Vol.85-2, 305, Fall Meeting (1985)

/33/ M.Schulz, Interface States at the SiO_2-Si Interface, Surf.Sci. 132, 422 (1983)

/34/ S.M.Sze, Physics of Semiconductor Devices, John Wiley and sons, New York (1969)

/35/ E.H.Nicollian, J.R.Brews, MOS Physics and Technology, John Wiley and Sons, New York (1982)

/36/ S.K.Lai, D.R.Young, Effects of avalanche injection of electrons into silicon dioxide-generation of fast and slow interface states, J.Appl.Phys 52, 6231 (1981)

/37/ S.I.Raider, A.Berman, On the Nature of Fixed Oxide Charge, J.Electrochem.Soc. 125, 629 (1978)

/38/ H.Maes, R.J.Overstraeten, Simple technique for determination of centroid of nitride charge in MNOS structures, Appl.Phys.Lett. 5, 282 (1975)

/39/ S.Fujita, A.Sasaki, Dangling Bonds in Memory-Quality Silicon Nitride Films, J.Electrochem. Soc. 132, 398 (1985)

/40/ J.Robertson, M.J.Powell, Gap states in silicon nitride, Appl.Phys.Lett. 44, 415 (1984)

/41/ V.J.Kapoor, R.A.Turi, Charge storage and distribution in the nitride layer of the metal-nitride-oxide semiconductor structures, J.Appl.Phys. 52, 311 (1981)

/42/ A.Goetzberger, M.Schulz, Fundamentals of MOS Technology, Festkörperprobleme XIII, Vieweg, Braunschweig (1973)

/43/ W.Shockley, W.T.Read,Jr., Statistics of the Recombination of Holes and Electrons, Phys.Rev. 87, 835 (1952)

/44/ R.N.Hall, Electron-Hole Recombination in Germanium, Phys.Rev. 87, 387 (1952)

/45/ C.T.Sah, The Equivalent Circuit Model in Sold-State-Electronics-Part I: The Single Energy Level Defect Centers, Proc.IEEE 55, 654 (1967)

/46/ C.T.Sah, R.N.Noyce, W.Shockley, Carrier Generation and Recombination in P-N Junctions and P-N Junction Characteristics, Proc.IRE 45, 1228 (1957)

/47/ D.J.Fitzgerald, A.S.Grove, Surface Recombination in Semiconductors, Surf.Sci. 9, 347 (1968)

/48/ A.S.Grove, D.J.Fitzgerald, Surface Effects on p-n Junctions: Characteristic of Surface Space-Charge Regions under Non-Equilibrium Conditions, Sol.St.Electron. 9, 783 (1966)

/49/ A.Goetzberger, E.Klausmann, M.J.Schulz, Interface States on Semiconductor/Insulator Surfaces, CRC Critical Rev. Sol.St.Sci. 6, 1 (1976)

/50/ J.R.Brews, A.D.Lopez, A Test for Lateral Nonuniformities in MOS Devices using only Capacitance Curves, Sol.St.Electron. 16, 1267 (1973)

/51/ M.Schulz, E,Klausmann, Transient Capacitance Measurements of Interface States on the Intentionally Contaminated Si-SiO_2 Interface, Appl.Phys. 18, 169 (1979)

/52/ W.J.Kordalski, B.M.Milamowski, Method for Determination of Charge Density Distribution in Silicon Nitride of MNOS Structures, phys.stat.sol.(a) 71, 387 (1982)

/53/ Bronstein-Semendjajew, Taschenbuch der Mathematik, p.387, Teubner, Leipzig (1960)

/54/ E.H.Nicollian, A.Goetzberger, The Si-SiO_2 Interface-Electrical Properties as Determined by the Metal-Insulator-Silicon Conductance Technique, Bell Sys.Tech.Jour. 46,

1055 (1967)

/55/ C.N.Berglund, Surface States at Steam-Grown Silicon-Silicon Dioxide Interfaces, IEEE Tr.El.Dev. ED-13, 701 (1966)

/56/ N.M.Johnson, Measurement of semiconductor-insulator interface states by constant-capacitance, deep-level transient spectroscopy, J.Vac.Sci.Technol. 21, 303 (1982)

/57/ J.Koomen, The Measurement of Interface State Charge in the MOS System, Sol.St.Electron. 14, 571 (1971)

/58/ K.Hofmann, Elektronische Haftstellen im Bereich der SiO_2-Si Grenzfläche, Dissertation Univ.Erlangen (1984)

/59/ D.V.Lang, Deep Level Transient Spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors, J.Appl.Phys. 45, 3023 (1974)

/60/ M.Schulz, K.Hofmann, H.Lefèvre, Z.Xianquin, K.Blumenstock, Grenzflächenzustandsanalysen in MOS Bauelementen, BMFT Forschungsbericht NT 82-222 (1982)

/61/ C.A.Mead, W.G.Spitzer, Fermi Level Position at Semiconductor Surfaces, Phys.Rev.Lett. 10, 471 (1963)

/62/ H.W.Hillen, J.Holsbrink, J.F.Verwey, On the Si/SiO_2 Recombination Velocity, in "Insulating Films on Semiconductors", M.Schulz, G.Pensl (eds.), Springer, Berlin (1981)

/63/ E.Soutschek, W.Müller, G.Dorda, Determination of recombination lifetime in MOSFET's, Appl.Phys.Lett. 36, 437 (1980)

/64/ M.Watanabe, G.Actor, H.C.Gatos, Determination of Minority-Carrier Lifetime and Surface Recombination Velocity with High Spacial Resolution, IEEE Tr.El.Dev. ED-24, 1172 (1977)

/65/ M.Zerbst, Relaxationseffekte an Halbleiter-Isolator-Grenzflächen, Z.angew.Phys. 22, 30 (1966)

/66/ F.P.Heiman, On the Determination of Minority Carrier Lifetime from the transient Response of an MOS Capacitor, IEEE Tr.El.Dev. ED-14, 781 (1967)

/67/ K.S.Rabbani, D.R.Lamb, On the Analysis of Pulsed MOS Capacitance Measurement, Sol.St.Electron. 21, 1171 (1978)

/68/ D.K.Schroder, H.C.Nathanson, On the Separation of Bulk and Surface Components of Lifetime using the Pulsed MOS Capacitor, Sol.St.Electron. 13, 577 (1970)

/69/ K.S.Rabbani, J.L.Pennock, D.R.Lamb, Improved Analysis of

Pulsed C-t Measurements on Silicon MOS Capacitors, Sol. St.Electron. 21, 1577 (1978)

/70/ R.F.Pierret, D,W.Small, A Modified Linear Sweep Technique for MOS-C Generation Rate Measurements, IEEE Tr.El.Dev. ED-22, 1051 (1975)

/71/ R.F.Pierret, The Gate Controlled Diode s_0 Measurement and Steady-State Lateral Current Flow in Deeply Depleted MOS Structures, Sol.St.Electron. 17, 1257 (1974)

/72/ R.F.Pierret, R.J.Grossman, Depleted Surface Recombination Velocity s_0 Measurements using "Gate-Controlled Diodes", Sol.St.Electron. 20, 373 (1977)

/73/ R.Schörner, MIS-Inversionsschicht-Solarzellen mit Silizium-Nitrid als Dielektrikum, Dissertation Univ.Erlangen (1982)

/74/ R.Hezel, T.Meisel, W.Streb, Silicon oxynitride films prepared by plasma nitridation of silicon and their application for tunnel metal-insulator-silicon diodes, J.Appl. Phys. 56, 1756 (1984)

/75/ W.Streb, Charakterisierung von vorwiegend durch Ionenimplantation hergestellten, dünnen Siliziumoxid-, Siliziumnitrid und Siliziumoxynitridschichten mit Augerelektronenspektroskopie und Elektronenenergieverlustspektroskopie, Dissertation Univ.Erlangen (1985)

/76/ R.S.Rosler, G.M.Engle, LPCVD-Type Plasma-Enhanced Deposition System, Solid State Technology 22/12, 88 (1979)

/77/ U.Wasse, Aufbau und Erprobung eines Meßplatzes zur Bestimmung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit an Halbleiterstrukturen, Diplomarbeit Univ.Erlangen (1985)

/78/ Y.T.Yeow, D.R.Lamb, S.D.Brotherton, An investigation of the influence of low-temperature annealing treatments on the interface state density at the $Si-SiO_2$ interface, J.Phys.D 8, 1495 (1975)

/79/ B.E.Deal, E.L.MacKenna, P.L.Castro, Characteristics of Fast Surface States Associated with SiO_2-Si and Si_3N_4-SiO_2-Si Structures, J.Electrochem. Soc. 116, 997 (1969)

/80/ V.S.Nguyen, S.Burton, P.Pan, The Variation of Physical Properties of Plasma-Deposited Silicon Nitride and Oxynitride with Their Composition, J.Electrochem. Soc. 131, 2348 (1984)

/81/ S.Fujita, H.Sato, A.Sasaki, Origin and Characteristics of

Trap States in CVD Silicon Nitride, in "Silicon Nitride Thin Insulating Films", V.J.Kapoor, H.J.Stein (eds.), The Electrochem.Soc. Proc. 83.3, 266, Pennington, N.J. (1983)

/82/ J.A.Wurzbach, F.J.Grunthaner, Compositional Depth Profile of a Native Oxide LPCVD MNOS Structure Using X-Ray Photoelectron Spectroscopy and Chemical Etching, J.Electrochem. Soc. 130, 691 (1983)

/83/ C.T.Kirk Jr., Valence alternating pair model of charge storage in MNOS memory devices, J.Appl.Phys. 50, 4190 (1979)

/84/ D.V.McCaughan, V.T.Murphy, Low-energy ion bombardment of silicon dioxide films on silicon, J.Appl.Phys. 44, 2008 (1973)

/85/ D.V.McCaughan, R.A.Kushner, Degradation of Oxide Films Due to Radiation Effects in Exposure to Plasmas in Sputter Deposition and Backsputtering, Proc. IEEE 62, 1236 (1974)

/86/ S.K.Lai, Interface trap generation in silicon dioxide when electrons are captured by trapped holes, J.Appl.Phys. 54, 2540 (1983)

/87/ R.J.Powell, G.F.Derbenwick, Vacuum Ultraviolet Radiation Effects in SiO_2, IEEE Trans. Nuc. Sci. 18, 99 (1971)

/88/ R.Chow, W.A.Lanford, Wang Ke-Ming, R.S.Rosler, Hydrogen content of a variety of plasma-deposited silicon nitrides, J.Appl.Phys. 53, 5630 (1982)

/89/ P.Paduschek, Ch.Höpfl, H.Mitlehner, Hydrogen Related Mechanical Stress in Amorphous Silicon and Plasma-Deposited Silicon Nitride, Thin Solid Films 110, 291 (1983)

/90/ H.J.Stein, V.A.Wells, R.E.Hampy, Properties of Plasma-Deposited Silicon Nitride, J.Electrochem. Soc. 126, 1750 (1979)

/91/ E.Kooi, The Surface Charge in Oxidized Silicon, Phil.Res. Rep. 21, 477 (1966)

/92/ R.R.Razouk, B.E.Deal, Hydrogen Anneal Effects on Metal-Semiconductor Work Function Difference, J.Electrochem. Soc. 129, 806 (1982)

/93/ L.Risch, Stability of SCCDs with extremely low Interface State Density, Sol.St.Electron. 24, 545 (1981)

/94/ L.Lundkvist, I.Lundström, C.Svensson, Discharge of MNOS Structures, Sol.St.Electron. 16, 811 (1973)

/95/ L.Lundkvist, C.Svensson, B.Hansson, Discharge of MNOS

Structures at Elevated Temperatures, Sol.St.Electron. 19, 221 (1976)

/96/ H.J.Stein, V.A.Wells, Chemically-Trapped Hydrogen in CVD Silicon Nitride: Deposition Temperature Dependence and Depth Distribution, J.Electrochem.Soc., Extended Abstracts Vol.77-1, 303, Philadelphia Meeting (1977)

/97/ P.S.Peercy, H.J.Stein, Material Analysis of Silicon Nitride, in "Silicon Nitride Thin Insulating Films", V.J. Kapoor, H.J.Stein (eds.), The Electrochem.Soc. Proc. 83.3, 3, Pennington, N.J. (1983)

/98/ R.Hezel, High Temperature Annealing of MNOS Devices and its Effect on Si-Nitride Stress, Interface Charge Density and Memory Properties, J.Electr.Mat. 8, 459 (1979)

/99/ H.J.Stein, H.A.R. Wegener, Chemically Bound Hydrogen in CVD Si_3N_4: Dependence on NH_3/SiH_4 Ratio and on Annealing, J.Electrochem. Soc. 124, 908 (1977)

/100/ T.E.Everhart, P.H.Hoff, Determination of Kilovolt Electron Energy Dissipation vs Penetration Distance in Solid Materials, J.Appl.Phys. 42, 5837 (1971)

/101/ R.Hezel, K.Blumenstock, R.Schörner, Interface States and Fixed Charges in MNOS Structures with APCVD and Plasma Silicon Nitride, J.Electrochem. Soc. 131, 1679 (1984)

/102/ H.F.Wolf , in "Semiconductors", John Wiley and sons, New York (1971)

/103/ T.P.Ma, Ionizing Radiation Effects in SiO_2 and RF Plasma Annealing, in "Semiconductor Silicon 1981", H.R.Huff, R.J.Kriegler and Y.Takeishi (eds.), The Electrochem. Soc., Princton, N.J. (1981)

/104/ C.T.Sah, Origin of Interface States and Oxide Charges Generated by Ionizing Radiation, IEEE Trans.Nuc.Sci. NS-23, 1563 (1976)

/105/ J.A.Wurzbach, F.J.Grunthaner, J.Maserjian, Composition and electron stress effects in silicon nitride thin films made by thermal growth and chemical etching of LPCVD MNOS structures as studied by x-ray photoelectron spectroscopy (XPS), Jour.Vac.Sci.Technol. 20, 962 (1982)

/106/ C.W.Gwyn, Model for Radiation-Induced Charge Trapping and Annealing in the Oxide Layer of MOS Devices, J.Appl.Phys. 40, 4886 (1969)

/107/ V.Zekeriya, T.P.Ma, Interface traps generated by internal

photoemission in Al-SiO_2-Si structures, Appl.Phys.Lett. 43, 95 (1983)

/108/ S.Pang, S.A.Lyon, W.C.Johnson, Interface state generation in the Si-SiO_2 system by photoinjecting electrons from an Al field plate, Appl.Phys.Lett. 40, 709 (1982)

/109/ J.L.Verhoeven, K.Saminadayar, J.C.Pfister, Illumination with Ultraviolet Light of MOS Capacitors, phys.stat.sol. (a) 24, 441 (1974)

/110/ S.Pang, S.A.Lyon, W.C.Johnson, Generation of Interface States in the Si-SiO_2 System by Photoinjection of Electrons, in "The Physics of MOS Insulators", G.Lucovsky, S.T.Pantelides, F.L.Galeener (eds.), Pergamon Press, N.Y. (1980)

/111/ P.S.Winokur, H.E.Boesch,Jr., J.M.Garrity, F.B.McLaen, Two-stage process for buildup of radiation-induced interface states, J.Appl.Phys. 50, 3492 (1979)

/112/ A.M.Goodman, Photoemission of Holes from Silicon into Silicon Dioxide, Phys.Rev. 152, 152 (1966)

/113/ O.L.Curtis,Jr., J.R.Srour, The multiple-trapping model and hole transport in SiO_2, J.Appl.Phys. 48, 3819 (1977)

/114/ F.B.Mclean, A Framework for Understanding Radiation-Induced Interface States in SiO_2 MOS Structures, IEEE Tr.Nuc.Sci. NS-27, 1651 (1980)

/115/ A.G.Revesz, Chemical and Structural Aspects of the Irradiation Behavior of SiO_2 Films on Silicon, IEEE Trans.Nuc. Sci. NS-24, 2102 (1977)

/116/ P.M.Lenahan, P.V.Dressendorfer, Microstructural Variations in Radiation Hard and Soft Oxides observed through Electron Spin Resonance, Tr.Nuc.Sci. NS-30, 4602 (1983)

/117/ F.J.Feigl, D.R.Young, D.J.DiMaria, S.Lai, J.Calise, The effect of water on oxide and interface trapped charge generation in thermal SiO_2 films, J.Appl.Phys. 52, 5665 (1981)

/118/ M.V.Fischetti, R.Gastaldi, F.Maggioni, A.Modelli, Positive charge effects on the flatband voltage shift during avalanche injection on Al-SiO_2-Si capacitors, J.Appl.Phys. 53, 3129 (1982)

/119/ C.T.Sah, J. Yuan-Chen Sun, J. Jeng-Tao Tzou, Study of the atomic models of three donor-like traps on oxidized silicon with aluminum gate from their processing

dependencies, J.Appl.Phys. 54, 5864 (1983)

/120/ D.R.Young, E.A.Irene, D.J.DiMaria, R.F.DeKeersmaeker, Electron trapping in SiO_2 at 295 and 77°K, J.Appl.Phys. 50, 6366 (1979)

/121/ D.J.Dimaria, T.N.Theis, J.R.Kirtley, F.L.Pesavento, D.W.Dong, Electron heating in silicon dioxide and off-stoichiometric silicon dioxide films, J.Appl.Phys. 57, 1214 (1985)

/122/ W.G.Meyer, R.B.Fair, Dynamic Behavior of the Buildup of Fixed Charge and Interface States During Hot-Carrier Injection in Encapsulated MOSFET's, IEEE Trans.El.Dev. ED-30, 96 (1983)

/123/ F.J.Grunthaner, P.J.Grunthaner, J.Maserjian, Radiation-Induced Defects in SiO_2 as Determined with XPS, IEEE Tr.Nuc.Sci. NS-29, 1462 (1982)

/124/ D.J.DiMaria, P.C.Arnett, Hole injection into silicon nitride: Interface barrier energies by internal photoemission, Appl.Phys.Lett. 26, 711 (1975)

/125/ J.Bauer, Optical Properties, Bandgap, and Surface Roughness of Si_3N_4, phys.stat.sol.(a) 39, 411 (1977)

/126/ S.Furukawa, N.Matsumotu, Effect of the Hydrogen Content on Optical Band Gap in a-Si:H:N, Jour.Noncryst.Sol. 63, 321 (1984)

/127/ K.S.Rabbani, D.R.Lamb, A Quick Method for the Determination of Bulk Generation Lifetime in Semiconductors from Pulsed MOS Capacitance Measurements, Sol.St.Electron. 24, 661 (1981)

10. ANHANG .

10.1 Verzeichnis der Formelzeichen .

A	Fläche des Gatekontakts
A'	Fläche der Raumladungszone unter dem Gatekontakt
A^*	Fläche der Raumladungszone unter dem Gatekontakt bei lateraler Ankopplung einer Inversionsschicht
c	Multiplikativer Faktor
c_N	Einfangrate für Elektronen
c_P	Einfangrate für Löcher
C	Kapazität der MIS - Struktur
C_f	Gleichgewichtskapazität in Inversion
C_{HF}	Hochfrequenzkapazität
C_I	Isolatorkapazität
C_{LF}	Niederfrequenzkapazität
C_{MIN}	Minimalkapazität in Inversion
C_N	Normierte Kapazität: $C_N=C/C_I^*$
C_S	Kapazität von Grenzflächenzuständen
C_{SC}	Raumladungskapazität
C_I^*	$(A^*/A)\cdot C_I$
d	d_N+d_{OX}
d_I	Isolatordicke
d_N	Siliziumnitriddicke
d_{OX}	Siliziumdioxiddicke
D_{IT}	Grenzflächenzustandsdichte
D_{IT}^*	Integraler Wert von D_{IT}, vgl. Gl. (6.1)
$D_{IT}(\infty)$	Sättigungswert der UV-induzierten Generation von Grenzflächenhaftstellen
e_N	Emissionsrate für Elektronen
e_P	Emissionsrate für Löcher
E	Energie
E_A	Aktivierungsenergie
E_C	Energie der Leitungsbandunterkante im Halbleiter
E_F	Fermienergie, i.a. im Silizium
E_{Fn}	Quasifermienergie für Elektronen
E_{Fp}	Quasifermienergie für Löcher
$E_{F,n}^S$	Quasifermienergie für Elektronen an der Grenzfläche
$E_{F,p}^S$	Quasifermienergie für Löcher an der Grenzfläche

E_G	Bandabstand
E_{Gr}	Grenzenergie der optischen Generation von D_{IT}
E_i	Intrinsische Energie des Halbleiters
E_{ox}	Elektrisches Feld in Siliziumdioxid
E_T	Energie einer Haftstelle
E_V	Energie der Valenzbandoberkante im Halbleiter
F_N	Wahrscheinlichkeit der Besetzung einer Haftstelle mit einem Elektron (Fermi-Dirac Statistik)
F_P	Wahrscheinlichkeit der Besetzung einer Haftstelle mit einem Loch
G	Generationsrate
G_S, G_D	Generationsraten, vgl. Kap. 3.2.2
h	Planckh'sches Wirkungsquantum
I	Verschiebungsstrom
k	Boltzmannkonstante
$K(\lambda)$	Transmission eines optischen Filters
L	Gatelänge
L_I	Intrinsische Debye-Länge
L_D	Extrinsische Debye-Länge
L_S	Rekombinationslänge eines Minoritätsladungsträgers an der Grenzfläche
m_n	Effektive Masse von Elektronen
m_p	Effektive Masse von Löchern
n	Ladungsträgerkonzentration im Leitungsband
n_i	Intrinsische Ladungsträgerkonzentration
n_o	Ladungsträgerkonzentration im Leitungsband bei thermischem Gleichgewicht
n_s	Ladungsträgerkonzentration im Leitungsband an der Grenzfläche
N_A	Dotierungskonzentration
N_L	Photonenfluß der Quecksilberhöchstdrucklampe
N_T	Haftstellendichte
N_T^o	Dichte der nicht mit Elektronen besetzten Haftstellen
N_T^-	Dichte der mit Elektronen besetzten Haftstellen
p	Ladungsträgerkonzentration im Valenzband
p_o	Ladungsträgerkonzentration im Valenzband bei thermischem Gleichgewicht
p_s	Ladungsträgerkonzentration im Valenzband an der Grenzfläche
P	Umfang des Gatekontakts

P^*	Umfang der Raumladungszone unter dem Gatekontakt bei lateraler Ankopplung einer Inversionsschicht
q	Elementarladung
Q	Ladung in der MIS - Struktur pro Flächeneinheit
Q_F/q	Dichte fester Isolatorladungen pro Flächeneinheit
Q_{IT}	Ladung in Grenzflächenzuständen pro Flächeneinheit
Q'_{IT}	Ladungsdichte in Grenzflächenzuständen
Q_N	Feste Siliziumnitridladung pro Flächeneinheit
Q_{SC}	Ladung pro Fläche in der Raumladungszone
R	$\pi/2 \cdot P/A$
R_D	Zeitliche Änderung der Rückkopplungsspannung
s_o	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit einer verarmten Grenzfläche
s'_o	s_o ohne Berücksichtigung von L_S
s	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit einer invertierten Grenzfläche
t	Zeit
t_1, t_2	Meßzeiten bei CC-DLTS
T	Absolute Temperatur
T_N	Plasmanitrid-Abscheidetemperatur
U_S	Grenzflächenrekombinationsrate
v_{th}	Mittlere thermische Geschwindigkeit von freien Ladungsträgern
$v_{th,n}$	Mittlere thermische Geschwindigkeit von Elektronen
$v_{th,p}$	Mittlere thermische Geschwindigkeit von Löchern
V_{FB}	Flachbandspannung
$V_{FB}(\infty)$	Sättigungswert von V_{FB}-Änderung nach UV-Bestrahlung
V_D	Spannung am Drainkontakt
V_G	Spannung am Gatekontakt
ΔV_G	$V_G(t_1)-V_G(t_2)$
W	Raumladungstiefe im Halbleiter
W_B	Tunnelbarriere
W_f	Gleichgewichtsraumladungstiefe im Halbleiter in Inversion
W_G	Generationstiefe im Halbleiter
x	Ort
Y_r	Lage des Punktes $E_T-E_F=0$
Δ	Integrationskonstante
ε_I	Dielektrizitätskonstante des Isolators
ε_N	Dielektrizitätskonstante von Siliziumnitrid
ε_{OX}	Dielektrizitätskonstante von Siliziumdioxid

ε_S	Dielektrizitätskonstante des Halbleiters
λ	Wellenlänge
λ_{Gr}	Grenzwellenlänge der optischen Generation von D_{IT}
ψ_B	Abstand Fermienergie - intrinsische Energie im Halbleitervolumen
ψ_s	Oberflächenpotential
ψ_S^*	$\psi_S - \Delta$
ν	Frequenz
Φ	Potential
Φ_G	Photonenfluß
Φ_N	Potential in Siliziumnitrid
Φ_{OX}	Potential in Siliziumdioxid
Φ_{MS}	Austrittsarbeitsdifferenz Gatekontakt/Halbleiter
ρ	Spezifischer Widerstand des Halbleiters
ρ_N	Raumladungsdichte in Siliziumnitrid
ρ_{OX}	Raumladungsdichte in Siliziumdioxid
τ	Zeitkonstante der optischen Generation von D_{IT}
τ_1, τ_2	Zeitkonstanten der V_{FB}-Änderung nach UV-Bestrahlung
$\tau(E_T)$	Zeitkonstante der Umladung von Haftstellen
τ_a	Zeitkonstante des therm. Ausheilens von UV-induzierten Grenzflächenhaftstellen
τ_e	Zeitkonstante der Majoritätsladungsträgeremission aus Haftstellen
τ_n	Rekombinationslebensdauer von Überschußelektronen im p-Halbleiter
τ_o	Mittlere Volumengenerationslebensdauer
τ_x	Zeitkonstante der Umladung von Haftstellen durch einen Tunnelprozeß
τ'	Effektive Lebensdauer erhalten aus einem Zerbst-Plot
σ_{sn}	Elektroneneinfangquerschnitt einer Grenzflächenhaftstelle
σ_n	Elektroneneinfangquerschnitt einer Haftstelle
σ_o	Optischer Einfangquerschnitt einer Grenzflächenhaftstelle
σ_{sp}	Löchereinfangquerschnitt einer Grenzflächenhaftstelle
σ_p	Löchereinfangquerschnitt einer Haftstelle

10.2 Aufbau und Daten des Rückkopplungssystems .

Das Rückkopplungssystem arbeitet als Proportionalregler.

Erläuterungen zum Schaltplan des Rückkopplungssystems :

V_A : Ausgangsspannung (zur Probe)
V_E : Eingangsspannung (vom Analogausgang Kapazitätsmeßgerät)
V_F : Festspannung
V_P : Pulsspannung
V_R : Rückkopplungsspannung (ca. $\pm$13 V)
R1, R2 : Einstellung der Anstiegszeit, so zu wählen, daß keine Schwingungen in der Rückkopplungsschleife auftreten
R3, R4 : Kompensation der Offsetspannung
S1 : Einstellung der Verstärkung (ca. 300...2000)
S2 : Umschalter p-typ / n-typ
S3 : Ein/Ausschalter der Rückkopplung
S4 : Umschalter positiver Spannungspuls / negativer Spannungspuls
Rel 1, Rel 2 : Abschaltung des Rückkopplungssystems bei Anliegen eines Spannungspulses
Rel 3 : Umschalter V_P / V_R+V_F

Rel 1-3 : Relais 721 A und 721 C, 0.5 ms Ansprech- bzw. Abfallzeit

Anstiegszeit t des Systems in Verbindung mit einer Boonton-Kapazitätsmeßbrücke 72 BD : t = 0.6 ms/V

Die Gesamtverstärkung in der Rückkopplungsschleife kann durch die Bereichswahl am Kapazitätsmeßgerät um Größenordnungen verändert werden.

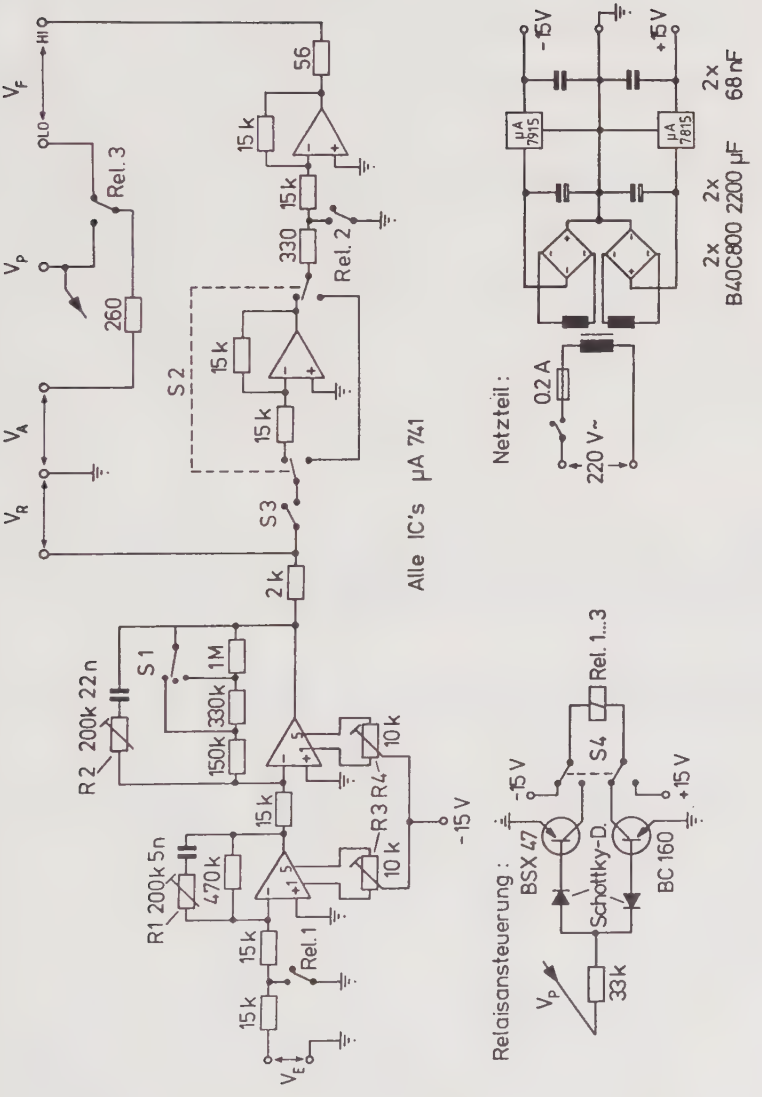


Abbildung 54 : Schaltbild des verwendeten Rückkopplungssystems .

Die vorliegende Arbeit ist am Institut für Werkstoffwissenschaften VI unter der wissenschaftlichen Betreuung von Priv. Doz. Dr. R. Hezel entstanden. Für die Vergabe des Themas, die Möglichkeiten der Durchführung sowie für viele Anregungen während dieser Arbeit möchte ich ihm an dieser Stelle danken.

Weiterhin möchte ich allen Institutsangehörigen danken, die durch Diskussions- und Hilfsbereitschaft zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt Herrn Dipl. Ing. U. Wasse für die Messungen der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit und Frau E. Völkel für die Anfertigung von Manuskripten und Zeichnungen, sowie Herrn Dr. R. Schörner für die Zusammenarbeit bei Plasma-Siliziumnitridabscheidungen.

Herrn Dr. K. Hofmann (Institut für angewandte Physik, Erlangen) möchte ich für die Unterstützung bei den CC-DLTS Messungen sowie für die Herstellung von thermischen Siliziumdioxidschichten danken.

Bedanken möchte ich mich außerdem bei Herrn Pawlik (Siemens München) sowie Herrn Bartholomä (Institut für Festkörpertechnologie der Fraunhofergesellschaft, München) für die Bereitstellung von oxidierten Siliziumscheiben.

Herrn A. Czernik danke ich für die Anfertigung eines Teils der Zeichnungen.

Das Bundesministerium für Forschung und Technologie hat diese Arbeit im Rahmen eines Forschungsprojekts gefördert.

LEBENSLAUF

1.6.1956	Geboren in Fürth als Sohn von Charlotte, geb. Behringer, und Kurt Blumenstock
Sept. 1962	Eintritt in die Grundschule an der Soldnerstr. in Fürth
Sept. 1966	Eintritt in das Hardenberg - Gymnasium in Fürth
Juni 1974	Erlangung der allgemeinen Hochschulreife
Nov. 1974	Beginn des Studiums an der Friedrich - Alexander - Universität in Erlangen in den Fächern Mathematik und Physik
März 1977	Diplomvorprüfung in Physik
Feb. 1981	Diplomhauptprüfung in Physik
1.3.1981	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte Physik der Universität Erlangen
ab Juli 1981	Beginn der Promotion als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Werkstoffwissenschaften VI der Universität Erlangen

MIKROFILMSERVICE SELESCH DRUCK & VERLAG
Fliederweg 6 8521 Langensendelbach Telefon:09133/3338